

# Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

redigiert von Karl Scheel unter Mitwirkung von A. Güntherschulze

8. Jahrgang

15. Juni 1927

Nr. 12

## 1. Allgemeines.

**H. Geiger und Karl Scheel.** Handbuch der Physik. Band VII. Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper. Redigiert von R. Grammel. Mit 290 Abbildungen. XI u. 413 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1927. Enthält folgende Kapitel: M. Lagally: Ideale Flüssigkeiten; L. Hopf: Zähflüssigkeiten; Ph. Forchheimer: Wasserströmungen; A. Betz: Tragflügel und hydraulische Maschinen; J. Ackeret: Gasdynamik; A. Gyemant: Kapillarität. *Scheel.*

**H. Geiger und Karl Scheel.** Handbuch der Physik. Band XV. Magnetismus. Elektromagnetisches Feld. Redigiert von W. Westphal. Mit 291 Abbildungen. VII u. 532 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1927. Enthält folgende Kapitel: P. Hertz: Magnetostatik; P. Hertz: Magnetische Felder von Strömen; W. Steinhaus: Die magnetischen Eigenschaften der Körper; E. Gumlich: Ferromagnetische Stoffe; G. Angenheister: Erdmagnetismus; S. Valentiner: Elektromagnetische Induktion; R. Schmidt: Wechselströme; E. Alberti: Elektrische Schwingungen; W. Romanoff: Die Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. *Scheel.*

**Orest D. Chwolson.** Der seltsame Kampf zweier Theorien des Lichtes. Scientia (2) 41, 13–24, 1927, Nr. 1. Nach dem Verf. stellt der augenblickliche Kampf der beiden Theorien des Lichtes, der sogenannten klassischen und der Quantentheorie, insofern ein Novum in der Geschichte der Physik dar, als bisher stets eine neue Theorie eine alte verdrängte, weil es ihr gelang, erstens alle Tatsachen zu erklären, die die alte erklärte, zweitens eine Anzahl weiterer Tatsachen zu umfassen, die die alte Theorie nur mit Hilfe gezwungener Zusatzhypothesen zu erklären vermochte, und drittens neue Tatsachen voraussagen, die der Versuch bestätigte. Bei dem augenblicklichen Kampf dagegen steht jede der beiden Theorien einer ganzen Gruppe von Erscheinungen hilflos gegenüber, die von der anderen Theorie zwanglos erklärt werden. „Die beiden Kämpfer können gar nicht zusammenkommen, denn es existiert kein ihnen gemeinsamer Grund und Boden. Sie sitzen in zwei verschiedenen Häusern, zwischen denen ein bodenloser Abgrund gähnt.“ *Güntherschulze.*

**Dr. Adolf Koepsel.** ZS. f. techn. Phys. 7, 165, 1926, Nr. 4.

*Scheel.*

**E. W. Barnes.** The Bicentenary of Newton's Death. *Nature* **119**, Suppl. S. 21—24, 1927, Nr. 2995.

**J. H. Jeans.** Isaac Newton. *Nature* **119**, Suppl. S. 28—30, 1927, Nr. 2995.

**Horace Lamb.** Newton's Work in Mechanics. *Nature* **119**, Suppl. S. 33—35, 1927, Nr. 2995.

**J. J. Thomson.** Newton's Work in Physics. *Nature* **119**, Suppl. S. 36—40, 1927, Nr. 2995.

**Richard Glazebrook.** Newton's Work in Optics. *Nature* **119**, Suppl. S. 44—48, 1927, Nr. 2995.

**Prof. Carl Runge.** *Nature* **119**, 533—534, 1927, Nr. 2997. *Güntherschulze*

**Pierre Brunet.** Les physiciens hollandais et la méthode expérimentale en France aux XVIII<sup>e</sup> siècle. 153 S. Paris, Librairie Scientifique Albert Blanchard, 1926. *Scheel*

**James H. Gardiner.** Rustless steel and flexible glass 5000 years ago. *Nature* **117**, 791, 1926, Nr. 2953. Die zwischen 3969 und 3845 vor Christi Geburt gebauten Pyramiden wurden im Jahre 829 zuerst wieder von El Mamum, dem Sohne Harun Al Raschids, betreten. Dieser fand dort „Waffen, die nicht rosten, und Glas, das sich biegen ließ und nicht brach“. *Güntherschulze*

**Kuno Fladt.** Gewöhnliche Differentialgleichungen. Mit 8 Figuren im Text. 67 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1927. (Mathematisch-physikalische Bibliothek, Bd. 72.) Inhalt: Einleitung. Gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung und ersten Grades. Gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung und höheren Grades. Gewöhnliche Differentialgleichungen zweiter Ordnung. System von zwei gewöhnlichen Differentialgleichungen; der integrierende Faktor. Geschichtliches. *Scheel*

**Rudolf Rothe.** Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil I. Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung nebst Anwendungen. 2. Aufl. Mit 155 Figuren im Text. VII u. 186 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1927. (Teubners Technische Leitfäden, Band 21.) Inhalt: Zahlen. Veränderliche und Funktionen. Hauptsätze der Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung. Funktionen von zwei und mehr Veränderlichen; Differentialgeometrie ebener Kurven; Komplexe Zahlen, Veränderliche und Funktionen. *Scheel*

**Adolf Fraenkel.** Zehn Vorlesungen über die Grundlegung der Mengenlehre. Gehalten in Kiel auf Einladung der Kant-Gesellschaft, Ortsgruppe Kiel, vom 8. bis 12. Juni 1925. X u. 182 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1927. (Sammlung: Wissenschaft und Hypothese XXXI.) Inhalt der Vorlesungen 1/2. Umriss der Cantorsche Mengenlehre. Die Antinomien der Mengenlehre und ihre Wirkung. 3/4. Die nichtprädikativen Begriffsbildungen. Der Intuitionismus. 5/6. Die Axiome der Mengenlehre. 7/8. Verschärfung des Aussonderungsaxioms. Allgemeines und Historisches zum Axiomensystem. Theorie der Äquivalenz. 9/10. Theorie der Ordnung. Die endlichen Mengen. Über die Vollständigkeit, Widerspruchsfreiheit und Unabhängigkeit des Axiomensystems. *Scheel*

**Orazio Lazzarino.** Sulle condizioni di esistenza del teorema di reciprocità del Volterra. *Lincei Rend.* (6) **2**, 103—107, 1925, Nr. 3/4. *Güntherschulze*



**James Muir.** The Polishing of Surfaces. *Nature* 119, 279, 1927, Nr. 2990.  
**N. K. Adam.** Erwiderung auf vorstehende Bemerkung. Ebenda S. 279—280. Macauley hat die Vermutung ausgesprochen (*Nature*, 4. September 1926), daß es beim Polieren von Oberflächen durch die Reibungswärme, die sich an einzelnen Punkten konzentriert, zum Schmelzen von Oberflächenschichten kommt. Adams bestreitet (*Nature*, 29. Januar) die Notwendigkeit der Annahme, daß eine Verflüssigung wirklich vorkommt, da das Poliermittel die Oberflächenteilchen des Glases abreißt und sie irgendwo wieder absetzt, wodurch sich die Entglasungserscheinungen erklären. Nach Muir ist es jedoch schwer einzusehen, daß diese willkürlich verteilten Teilchen eine Politur ergeben sollen, da jedes Teilchen von einer Oberflächenschicht Gas bedeckt ist, das bei gewöhnlicher Temperatur die Kohäsion verhindert. Adams führt dagegen an, daß eine Polierwirkung durch Schmelzen nur erzeugt werden kann, wenn die Schichten so lange flüssig bleiben, daß sie Zeit haben, sich auszubreiten und zu verfließen. Wenn die Energie der Reibung so groß sein soll, daß sie zum Schmelzen führt, so muß sie noch viel eher genügen, um kleinere Teilchen abzulösen und an andere Stellen zu bringen. Ferner scheint es unwahrscheinlich, daß ein Poliermaterial, angedrückt mit weichem Leder, das Werkstück nur an einem Punkte berühren soll, ganz besonders in den späteren Stadien der Politur. *Güntherschulze.*

**James Weir French.** The Polishing of Surfaces. *Nature* 119, 527, 1927, Nr. 2997. Wird die Fläche eines Doppelprismas mit einem Supplementwinkel von 4 bis 5 Sekunden poliert, so wird das abgeschliffene Material in den Spalt zwischen den beiden Einzelprismen gedrückt. Ist der Spalt gefüllt, so bildet sich darüber eine vollständig polierte Oberfläche. Nur unter dem Mikroskop ist noch zu sehen, daß die Masse nur zusammengebackt ist. Mit einer Stahlnadel kann sie wieder entfernt werden. Es scheint also praktisch unmöglich zu sein, die beim Polieren abgeschliffenen Teilchen wieder so weit zusammenzupressen, daß die molekulare Kohäsion wieder wirksam wird. Wird ein Thermometer der Oberfläche so nahe wie möglich in das Polierzeug eingebettet, so zeigt sich beim Polieren eine erstaunlich geringe Temperaturerhöhung, obwohl bei fortgeschrittener Politur ein größerer Bruchteil der Oberfläche in Berührung mit dem Polierzeug ist. Beide Erscheinungen sprechen dagegen, daß irgendwelche Schmelzvorgänge beim Polieren eine Rolle spielen. *Güntherschulze.*

**Wilhelm Molthan.** Die Ausbreitung eines Dampfstromes im Vakuum und deren Bedeutung für die Wirkung der Diffusionsluftpumpe. *ZS. f. techn. Phys.* 8, 80—81, 1927, Nr. 2. (Berichtigung.) In einer in diesen Ber. S. 466—467 besprochenen Arbeit des Verf. ist ein Korrektionsglied versehentlich in den Zähler statt in den Nenner gesetzt. Die dadurch bedingten Änderungen der Tabellen werden mitgeteilt. *H. Ebert.*

**E. L. Harrington.** A new type of aspirator of high efficiency. *Journ. Opt. Soc. Amer.* 14, 87—97, 1927, Nr. 1. Die Neuerungen beziehen sich auf größte Ausnutzung des vorhandenen Betriebsdruckes für die Geschwindigkeit des Wassers innerhalb der Pumpe, auf Herstellung einer möglichst großen Berührungsfläche: Wasserstrahl—Luft, was nach Vorschlägen anderer einer möglichst weitgehenden Aufspaltung des Wasserstrahles gleichkommt, und auf die Form der Austrittsdüse. Eine wirksame Wasserstrahlpumpe ist gebaut, indem in das Einflußrohr konzentrisch ein zweites hineingesetzt wurde, das mit der abzugsaugenden Luft in Verbindung steht und diese direkt in die Mitte des Wasserstrahles führt. Zugleich ist das Austrittsrohr mit einer Erweiterung an seinem

oberen Ende versehen. Die neue Pumpe arbeitet, wie Verf. zeigt, besser als die gewöhnlichen Wasserstrahlpumpen. Als Wirkungsgrad wird das Produkt aus Sauggeschwindigkeit in  $\text{cm}^3/\text{sec}$  mit der Anzahl Sekunden genommen, die zum Ausfluß eines Liters Wasser nötig sind. H. Ebert

**Karl Becker.** Eine Methode zur Untersuchung der einzelnen Schichten eines Werkstoffs. ZS. f. Phys. **42**, 222—225, 1926, Nr. 2/3. Es werden Unterschiede in der Kern- und Mantelzone von einem um 3 Proz. des Durchmessers gezogenen,  $300\ \mu$  dicken Wolframeinkristalldraht nachgewiesen, indem der Draht in Schichten von  $10$  zu  $10\ \mu$  mit einer alkalischen Ferricyankalilösung abgeätzt wird. Dabei wird jedesmal eine Debye-Scherrer-Aufnahme gemacht. Da für Cu-Strahlung nur eine Schicht von etwa  $10\ \mu$  des Wolframpräparats eine merkliche Reflexion gibt, können auf diese Weise die Gleitflächenverlagerungen in den verschiedenen Schichten sichtbar gemacht werden. Es zeigte sich, daß an der Oberfläche des gezogenen Einkristalldrahtes ein sehr starker Gleitvorgang, in einer Schicht von  $10\ \mu$  Tiefe dagegen ein viel schwächerer Gleitvorgang eingesetzt hat. In  $30\ \mu$  Tiefe ist überhaupt keine Verlagerung mehr nachweisbar. K. Becker

**G. Gehlhoff.** Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. ZS. f. techn. Phys. **8**, 79, 1927, Nr. 2. Verf. weist darauf hin, daß der Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper (diese Ber. S. 253 und 668), gefertigt von der Firma Goerz, zuerst von ihm im Jahre 1913 nach dem Vorgang des Leman-Wernerschen Apparats bearbeitet und mit verschiedenen Verbesserungen technischer Art versehen wurde. H. Ebert

The Inch. Amer. Machin. **66**, 272, 1927, Nr. 5. Nach neueren Untersuchungen sollen die Pyramiden nach einem Maß, dem Pyramidenzoll, gebaut sein; diesem ist der englische Zoll nahezu identisch. Der Pyramidenzoll ist genau der  $5 \cdot 10^8$ -te Teil der Erdpolachse. Berndt

**L. Buzzard.** Tolerances and Fits — Discussion. Amer. Machin. **66**, 280, 1927, Nr. 7. Toleranzen mit der Nulllinie als Symmetrielinie sollen für den Werkzeugbau, solche mit der Nulllinie als Begrenzungslinie für die Werkstätten besser sein. Berndt

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

**Friedrich Reinhard Lipsius.** Wahrheit und Irrtum in der Relativitätstheorie. VII u. 154 S. Tübingen, Verlag von J. C. B. Mohr (Paul Siebeck) 1927. Inhalt: Die spezielle Relativitätstheorie. Äther und Materie. Die Relativierung der Kausalität. Die allgemeine Relativitätstheorie. Scheel

**Lémeray.** Validité locale d'un théorème de l'ancienne dynamique. Sens divers du mot vitesse dans la théorie de la relativité. C. R. **178**, 1145—1148, 1924, Nr. 14. Verf. ist der Ansicht, daß man in der allgemeinen Relativitätstheorie zweierlei Geschwindigkeiten unterscheiden müsse: eine beobachtbare und eine theoretische Geschwindigkeit. Die beobachtbare ist die, die von einem momentan ruhenden Beobachter an einem vorbeifliegenden Objekt gemessen wird, die theoretische soll im statischen Gravitationsfeld durch die Gleichungen

$$v_{Tr} = \frac{dr}{dt}, \quad v_{Tt} = r \frac{d\varphi}{dt}$$



in ihren Komponenten definiert sein. Die übliche Behauptung von der Veränderlichkeit der Lichtgeschwindigkeit im Schwerfeld bezieht sich nur auf die theoretische Geschwindigkeit, während die beobachtbare Geschwindigkeit in allen Punkten und nach allen Richtungen hin immer gleich bleibt. *Lanczos.*

**Heinrich Mandel.** Bemerkungen zum Erhaltungssatz. ZS. f. Phys. 41, 230—234, 1927, Nr. 2/3. Unter anderen Bemerkungen wird die vierdimensionale Kontinuitätsgleichung für die Ruhmassendichte aus der Bianchischen Identität erhalten für den Fall, daß die Weltlinien des gesamten Materie-Energietensors Bahnkurven einer „starrten Bewegung“ darstellen. *Lanczos.*

**H. Wildon Carr.** Relativity and the Observer. Nature 119, 199, 1927, Nr. 2988. Kurze Notiz von rein dialektischem Charakter zu einem Artikel B. Russells über die philosophischen Konsequenzen der Relativitätstheorie in der „Encyclopaedia Britannica“. *Lanczos.*

**D. Meksyn.** On Equilibrium and Motion of a Continuous Medium in Four-dimensional Space. Phil. Mag. (7) 2, 994—1006, 1926, Nr. 11. Verf. behandelt die bekannten Feldgleichungen und dynamischen Gleichungen eines Kontinuums, insbesondere des elektromagnetischen Feldes im Sinne der Lorentztransformation, und kommt schließlich zu dem Resultat, daß eine kontinuierliche Bewegung des Elektrons überhaupt nicht mit Strahlung verbunden ist, die Wärmestrahlung also notwendigerweise eine diskontinuierliche Bewegung voraussetzt. *Lanczos.*

**Robert Lévi.** Théorie de l'action universelle et discontinue. C. R. 183, 865—867, 1926, Nr. 20. Das Coulombsche Punktesetz wird so umgeschrieben, daß es der zeitlichen Ausbreitung der Wirkungen mit Lichtgeschwindigkeit Rechnung trägt, weiterhin soll das Quantenmäßige der Erscheinungen darin seinen Ausdruck finden, daß die Weltlinien der Elektronen und der Protonen als gebrochene Linien vorgestellt werden, wobei die Eigenzeit, die zwischen zwei Knicken verstreicht, immer die gleiche bleiben soll. *Lanczos.*

**T. Levi-Civita.** Sui moti einsteiniani in seconda approssimazione. Lincei Rend. (6) 4, 3—5, 1926, Nr. 1/2. Die Bahn eines bewegten Punktes in der Einsteinschen Welt kann man in erster und zweiter Näherung darstellen im gewöhnlichen Newtonschen Raume, wenn man die bewegende Kraft ableitet aus einem Potential

$$U_1 = \left(1 + \frac{4E}{c^2}\right) U + \frac{3U^2}{c^2},$$

wo  $U$  das Newtonsche Potential und  $E$  die Energiekonstante bedeuten soll.

In Anwendung auf einen Zentralkörper mit  $U = \frac{f m_0}{r}$  ergibt sich hieraus, daß außer der Newtonschen Zentralkraft von der Größe

$$-\left(1 + \frac{4E}{c^2}\right) \frac{f m_0}{r^2}$$

noch eine Störkraft da ist, ebenfalls anziehend, von der Größe:

$$\frac{3}{c^2} \frac{dU^2}{dr} = -\frac{3f m_0}{c^2 r^3}.$$

(Die letztere Gleichung ist nicht zu verstehen; es dürfte ein Druckfehler oder ein Versehen vorliegen. Der Ref.) *Lanczos.*

**Harry Levi.** Moti einsteiniani di un mezzo disgregato con simmetria sferica. Lincei Rend. (6) 4, 35–36, 1926, Nr. 1/2. Es wird das Gravitationsfeld einer unzusammenhängenden, um einen Mittelpunkt kugelsymmetrisch angeordneten Materie untersucht, die nur der gegenseitigen Anziehung unterworfen sei. Das allgemeine Linienelement

$$ds^2 = V^2 dx_0^2 - H^2 dx_1^2 - U^2 (dx_2^2 + \sin^2 x_2 dx_3^2) \dots \dots \dots (1)$$

(wo die Koeffizienten im allgemeinen Funktionen von  $x_0$  und  $x_1$  sind) läßt sich bei speziellen Ansätzen lösen. Soll  $U$  reine Funktion von  $x_0$  sein, so ergibt sich

$$ds^2 = 4 A^2 \cos^4 (x_0 + c) dx_0^2 - tg^2 (x_0 + c) dx_1^2 - A^2 \cos^4 (x_0 + c) (dx_2^2 + \sin^2 x_2 dx_3^2) \dots \dots \dots (2)$$

( $A$  und  $c$  Konstanten). Soll  $U$  nur von  $x_1$  abhängen, so ergibt sich als Lösung

$$ds^2 = \left\{ -1 + \sqrt{\frac{x_1 - a}{x_1}} \lg \beta (x_0) (\sqrt{x_1 + \sqrt{x_1 - a}}) \right\} dx_0^2 - \frac{x_1}{x_1 - a} dx_1^2 - x_1^2 (dx_2^2 + \sin^2 x_2 dx_3^2) \dots \dots \dots (3)$$

( $\beta$  eine willkürliche Funktion von  $x_0$ ). Die Massendichte  $\mu$  ist dabei

$$\mu = \frac{1}{x_1^2 - \sqrt{x_1^3 (x_1 - a)} \lg \beta (\sqrt{x_1 + \sqrt{x_1 - a}})} \dots \dots \dots (4)$$

Bei der Lösung (2) ist die Massendichte gleich Null.

Lanczos

**Pietro Burgatti.** Lo spostamento del perielio di Mercurio nella teoria di Newton. Rend. di Bologna (N. S.) 28, 27–31, 1923/24. Die wahre Natur der Sonne ist uns so weitgehend unbekannt, daß wir sie für die Rechnung durch eine fiktive, etwas abgeplattete Kugel ersetzen dürfen, die nach Tisserand für die Erklärung der Merkurperihelpräzession ausreicht, auch wenn die unmittelbare Beobachtung eine solche Abplattung nicht zeigt.

Lanczos

**Dehalu.** Le mouvement du périhélie de mercure déduit de certaines lois de gravitation. Bull. de Belg. (5) 12, 381–393, 1926, Nr. 6. Verf. untersucht den Einfluß von Zusatzgliedern zum Newtonschen Potential nach Art der Riemannschen und Weberschen Potentiale, jedoch unter Freilassung von Proportionalitätsfaktoren  $\alpha$  und  $\beta$ . Diese können immer so gewählt werden, daß die Einsteinsche Formel für die Perihelpräzession herauskommen soll.

Lanczos

**J. Haag.** Sur le problème de Schwarzschild dans le cas d'un univers courbe. C. R. 176, 1538–1539, 1923, Nr. 22. Verf. weist nach, daß die von M. Nuyens gegebene Lösung des Schwarzschildschen Problems (C. R. 176, 1376, 1923) nur ein Spezialfall der von ihm gegebenen allgemeinen Lösung ist (C. R. 176, 658, 1923).

Güntherschulze

**Maurice Nuyens.** Sur l'électrodynamique des corps en mouvement. Bull. de Belg. (5) 12, 282–287, 1926, Nr. 4/5. Enthält die bekannten Minkowskischen Grundgleichungen der Elektrodynamik im Sinne der Lorentztransformation

Lanczos

**Th. de Donder.** Une contribution au tenseur électromagnétique et à la force mécanique de Maxwell-Lorentz. Bull. de Belg. (5) 12, 394–396, 1926, Nr. 6. Ableitung der Maxwell-Lorentzschen bewegenden Kräfte des elektromagnetischen Feldes aus einem Wirkungsprinzip.

Lanczos



**Nripendra Nath Ghosh.** On a type of solution of Einstein's gravitational equations. Bull. Calcutta Math. Soc. 17, 13–22, 1926, Nr. 1; Part II, S. 141–150, Nr. 2/3. Verf. untersucht den Bau des Linienelements, wenn man die Einsteinschen Gleichungen durch eine orthogonale Form:

$$ds^2 = a_{11}e^{2h_{11}}dx_1^2 + a_{22}e^{2h_{22}}dx_2^2 + a_{33}e^{2h_{33}}dx_3^2 + a_{44}e^{2h_{44}}dx_4^2$$

erfüllen will. Macht man die Annahme, daß  $h_{11}$ ,  $h_{22}$ ,  $h_{44}$  nur von  $x_1$  abhängen sollen,  $h_{33}$  von  $x_1$  und  $x_2$ , und setzt man  $a_1 = a_2 = a_3 = -a_4 = -1$ , so kommt man mit Notwendigkeit zum Schwarzschildschen Linienelement. Dasselbe ergibt sich auch bei der allgemeineren Annahme, daß  $h_{11}$  und  $h_{44}$  nur von  $x_1$  abhängen sollen,  $h_{22}$  und  $h_{33}$  von  $x_1$  und  $x_2$ . Soll  $h_{11}$  nur von  $x_1$  abhängen, während alle drei anderen von  $x_1$  und  $x_2$  abhängen dürfen, so ergibt sich als Lösung folgendes Linienelement:

$$ds^2 = -\alpha\beta x_1 e^{-\frac{\alpha}{4}x_1^4} dx_1^2 - \frac{\beta}{x_1 x_2^2} e^{-\frac{\alpha}{4}x_1^4} dx_2^2 - x_1^2 x_2^2 dx_3^2 + \frac{x_1^2}{x_2^2} dx_4^2 \dots (15)$$

*Lanczos.*

**Jean Chazy.** Sur le champ de gravitation à l'intérieur d'une sphère creuse en rotation dans la théorie de la Relativité. C. R. 183, 854–856, 1926, Nr. 20. Die bekannten, von Thirring berechneten Gravitationskräfte, die im Innern einer rotierenden Hohlkugel auftreten sollen, berechnet Verf. an Hand eines Linienelements, das für bewegte Massen von Droste (Proc. Amsterdam 19, 455, 1916) aufgestellt wurde. Dabei ergeben sich die Komponenten der Zentrifugalkraft im Verhältnis dreiviertel verkleinert gegenüber dem Thirring'schen Resultat.

*Lanczos.*

**E. Brylinski.** Sur l'expérience de Michelson. C. R. 178, 1366–1367, 1924, Nr. 16. Verf. verteidigt seine fehlerhaften Berechnungen gegen die Kritik von Metz (vgl. diese Ber. 5, 1711, 1924).

*Lanczos.*

**Salet.** Sur l'indépendance de la vitesse de la lumière et de celle de la source lumineuse. C. R. 180, 647–648, 1925, Nr. 9. Die Frage der Mitführung des Lichtes durch die Lichtquelle kann durch die Verfinsterungsveränderlichen mit bekannter Entfernung entschieden werden. Die Rechnung für Algol ergibt, daß der Mitführungskoeffizient jedenfalls kleiner als  $\frac{1}{200}$  sein muß, bei viel weiter entfernten Sternen läßt sich diese Grenze noch weit heruntersetzen.

*Lanczos.*

**Georges Guadet.** L'expérience de Michelson en ballon. La faillite de l'éther et de son vent. Rev. d'Opt. 5, 363–378, 1926, Nr. 9. Im Anschluß an den Ballonversuch von Piccard und Stahel (s. diese Ber. S. 100) werden die bekannten Ätherprobleme entwickelt und auf die Unhaltbarkeit der Ätherwindannahme und der Äthervorstellung überhaupt hingewiesen.

*Lanczos.*

**O. M. Corbino e T. Levi-Civita.** Il principio di Doppler e la ipotesi ballistica della luce. Lincoi Rend. (6) 3, 705–714, 1926, Nr. 12. Wendet man auf die ballistische Hypothese die Prinzipien der klassischen Physik an, so ergibt sich außer dem gewöhnlichen, durch die Geschwindigkeit bedingten Dopplereffekt auch noch ein Dopplereffekt infolge der Beschleunigung, der unter Umständen, die den tatsächlich vorkommenden astronomischen Verhältnissen durchaus entsprechen (ferne Doppelsterne, kurze Umlaufzeiten), den ersten weit über treffen kann. Die spektroskopischen Beobachtungen widerlegen mit Sicherheit diese Konsequenz.

*Lanczos.*

**Jean Chazy.** Sur la formule de l'effet Doppler-Fizeau dans l'univers de de Sitter. C. R. 183, 1093—1095, 1926, Nr. 23. Für die relative Veränderung der Wellenlänge  $D$  in der de Sitterschen Welt erhält Verf. die Formel:

$$1 + D = \frac{a}{\cos^2 \theta} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \theta}{a^2}} \right),$$

die sich von der von Silberstein gegebenen (s. diese Ber. 5, 1121, 1924) durch den Nenner  $\cos^2 \theta$  unterscheidet. Lanczos

**F. Groze.** Les déplacements vers le rouge des raies de Fraunhofer et la théorie d'Einstein. Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 198—221, 1923, Nr. 6. Zusammenfassende Darstellung der Versuche von Fabry und Buisson, Evershed, Evershed und Royds, Saint-John, Adams, Schwarzschild, Grebe und Bachem, Perot über die Rotverschiebung der Spektrallinien der Sonne. Verf. kommt zu dem Schluß, daß durch die Versuche die Realität der Einsteinschen Rotverschiebung nicht bewiesen ist. Güntherschulze

**Sebastian Albrecht.** The  $K$ -term, relativity displacements, and convection currents in B-type stars. Astrophys. Journ. 63, 277—280, 1926, Nr. 5. Der „ $K$ -Term“ der B-Sterne von der Größe  $+4$  km/sec reduziert sich, wenn man die systematischen Fehler der Normalwellenlängenbestimmungen berücksichtigt, auf 2,6 km. Soll diese ganze Verschiebung auf eine Gravitationswirkung im Sinne der allgemeinen Relativitätstheorie zurückgehen, so ergibt sich als durchschnittliche Masse der B-Sterne die 25fache Sonnenmasse mit der Dichte 0,1, oder die 10fache Sonnenmasse mit der Dichte 0,6. Legt man die üblicherweise angenommenen Werte für die durchschnittliche Masse und Dichte der B-Sterne zugrunde, so ergibt sich eine Rotverschiebung von 1,4 km, es bleiben also dann 1,2 km übrig, die man als Strömung der strahlenden Gasmassen nach innen deuten kann. Die mögliche obere Grenze dieser Strömung ist 2 km, die untere Grenze Null. Lanczos

**E. T. Whittaker.** On Hilbert's World-Function. Proc. Roy. Soc. London (A) 113, 496—511, 1927, Nr. 765. Verf. ist der Meinung, daß ein feldmäßiges Verstehen der Lichtquanten die Einführung von wahren Magnetismus und magnetischer Ströme notwendig macht (z. B. um zu geschlossenen elektrischen Kraftlinien zu kommen). Es müssen also dann die Maxwellschen Gleichungen durch einen magnetischen Stromvektor ergänzt werden, und die elektromagnetischen Feldstärke läßt sich nicht mehr aus einem Viererpotential ableiten. Bei der Ableitung der Maxwellschen Gleichungen aus einem Variationsprinzip verliert man dadurch die Möglichkeit, das eine Quadrupel durch Übergang zum Viererpotential a priori zu erfüllen, diese Gleichungen müßten dann als Nebenbedingungen bei der Variation übrigbleiben. Verf. zeigt, wie man diese Schwierigkeit überwinden kann und konstruiert eine verallgemeinerte Weltfunktion, in die die Maßbestimmung, das Viererpotential und die Weltlinien der elektrischen und magnetischen Ladungen eingehen, und deren Variation die üblichen Gravitationsgleichungen und elektrodynamischen Gleichungen ergibt, die Maxwellschen Feldgleichungen aber in der verallgemeinerten Form, die dem magnetischen Stromvektor Rechnung trägt, herauskommen. Lanczos

**T. Takeuchi.** Scattering of particles by an Einstein center. Phys. Rev. (2) 29, 186—187, 1927, Nr. 1. Die Ablenkung von  $\alpha$ -Strahlen durch einen elektrisch geladenen Kern wird untersucht unter Zugrundelegung des Jeffrey



Nordströmschen Linienelements für ein elektrisch geladenes Partikelchen, da die Benutzung des Schwarzschildschen Linienelements für diesen Zweck, wie das Kimball getan hat (s. diese Ber. 5, 1121, 1924), offenbar abzulehnen ist. Auch bei dieser Berechnung ergibt sich jedoch, daß die relativistischen Korrekturen gegenüber der klassischen Formel zu klein sind, um experimentell nachweisbar zu sein.

*Lanczos.*

**Th. de Donder.** Application de la relativité aux systèmes atomiques et moléculaires. C. R. 182, 1380—1382, 1926, Nr. 23. Wenn man die Lagrangesche Funktion des elektromagnetischen Feldes in allgemein kovarianter Form aufstellt, so ergibt sich die Hamilton-Jacobische Differentialgleichung eines elektrischen Teilchens in folgender invarianter Form:

$$\sum_{\varphi} \sum_{\psi} g^{\varphi\psi} \left( \frac{\partial S_{\nu}}{\partial q_{\varphi}} - \tau_{\nu}^{(e)} \Phi_{\varphi}^* \right) \left( \frac{\partial S_{\nu}}{\partial q_{\psi}} - \tau_{\nu}^{(e)} \Phi_{\psi}^* \right) = (\tau_{\nu}^{(m)})^2 \quad \dots \dots (9)$$

Dabei bedeuten  $q_{\varphi}$  die generalisierten Koordinaten,  $g^{\varphi\psi}$  das entsprechende Linienelement,  $\Phi_{\varphi}^*$  das Viererpotential und die Summation ist über alle Freiheitsgrade des Teilchens zu nehmen. Durch den Index  $\nu$  ist das betreffende Teilchen charakterisiert, die Konstanten  $\tau_{\nu}^{(e)}$  und  $\tau_{\nu}^{(m)}$  beziehen sich auf Ladung und Masse desselben.

*Lanczos.*

**Th. De Donder et Fr. H. van den Dungen.** La quantification déduite de la Gravifique einsteinienne. C. R. 183, 22—24, 1926, Nr. 1. Wendet man auf die Wirkungsfunktion  $S_{\nu}$  des elektromagnetischen Feldes (s. vorstehendes Referat) die Transformation  $kS_{\nu} = \ln F_{\nu}$  an und benutzt die Hamilton-Jacobische Differentialgleichung zur Variationsbildung (wie bei Schrödinger), so ergibt sich als invariante Form der wellenmechanischen Gleichung die Beziehung:

$$\Delta_q F_{\nu} + R_{\nu} F_{\nu} = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

Dabei ist gesetzt:

$$R_{\nu} = k^2 (\tau_{\nu}^{(m)2} - E \tau_{\nu}^{(e)2}) \quad \dots \dots \dots (9)$$

mit dem Energiewert:

$$E = \sum_{\varphi} \sum_{\psi} g^{\varphi\psi} \Phi_{\varphi}^* \Phi_{\psi}^*.$$

$\Delta_q$  bedeutet den üblichen Laplaceschen Operator in invarianter Form, angewandt auf den Konfigurationsraum. Über das Vektorpotential  $\Phi_{\varphi}^*$  muß so verfügt sein, daß die Bedingung  $\text{div } \Phi_{\varphi}^* = 0$  erfüllt ist.

*Lanczos.*

**Th. De Donder et Fr. H. van den Dungen.** Sur la quantification des systèmes relativistiques. Bull. de Belg. (5) 12, 490—497, 1926, Nr. 7. Während in der vorstehenden Arbeit die allgemein kovariante Schreibweise benutzt wurde, separieren jetzt Verff. in ihren Gleichungen Raum und Zeit, um die physikalische Interpretation mit Rücksicht auf die gewöhnliche Anschauung zu erleichtern.

*Lanczos.*

**Arthur Bramley.** Maxwell's equations and atomic dynamics. Journ. Frankl. Inst. 202, 775—808, 1926, Nr. 6. Die Grundgleichungen der klassischen Mechanik und Elektrodynamik werden in einer gegen Koordinatentransformationen invarianten Form dargestellt und auf das Bohrsche Atommodell angewandt.

*A. Unsöld.*

**Adolf Smekal.** Allgemeine Grundlagen der Quantenstatistik und Quantentheorie. Sonderausgabe aus der Enzyklopädie der mathematischen

Wissenschaften. VI u. S. 861—1227. Leipzig und Berlin, Verlag B. G. Teubner 1926. Das aus Vorlesungen entwickelte Werk zeichnet zunächst die Grundlinien der statistischen Mechanik, und zwar überwiegend an Gasmodellen; der feste Körper, der in der Enzyklopädie bereits durch Born behandelt ist, erscheint hier nur im Vergleich oder in Wechselwirkung mit dem Strahlungshohlraum. An diesen beiden wird der Übergang zur Quantenstatistik vollzogen. Ein zweiter Teil, „Allgemeine Grundlagen der Quantentheorie“, beginnt mit der Quantentheorie der Atome und Moleküle und geht über Quantenkinetik — Zusammenstöße und ihre Zusammenhänge mit Strahlungsvorgängen — auf das Verhältnis zur Wellentheorie über. Der dritte Teil behandelt „spezielle Anwendungen der Quantenstatistik“, nämlich spezifische Wärme, Dissoziation und Statistik der Stoßvorgänge mit und ohne Strahlung. Abgeschlossen August 1925. *Kosser*

**Paul Ehrenfest.** Relation between the Reciprocal Impenetrability of Matter and Pauli's Exclusion Principle. *Nature* **119**, 196, Nr. 2988. Unterdessen vom Verf. selbst widerrufen. *Elsasser*

**R. H. Fowler.** Matrix and Wave Mechanics. *Nature* **119**, 239—241, 1927. Nr. 2989. Historisch-populäre Darstellung der Entwicklung der Quantenmechanik bis etwa Ende 1926. *Elsasser*

**M. Born.** Physical Aspects of Quantum Mechanics. *Nature* **119**, 354—357, 1927, Nr. 2992. Diskussion der vom Verf. gegebenen statistischen Deutung der Schrödingergewellen und ihrer Anwendung auf die Stoßprozesse. *Elsasser*

**E. Fermi ed E. Persico.** Il principio delle adiabatiche e la nozione di forza viva nella nuova meccanica ondulatoria. *Lincei Rend.* (6) **4**, 452—457, 1926, Nr. 10. Es wird bewiesen, daß durch eine adiabatische Änderung der potentiellen Energie keine Übergangswahrscheinlichkeiten zu anderen Quantenzuständen induziert werden. Mit Hilfe einer geeigneten (Matrix-) Definition der Energie wird dann der Erhaltungssatz hergeleitet. *Elsasser*

**Ernest O. Lawrence.** A principle of correspondence. *Science* (N. S.) **64**, 142, 1926, Nr. 1649. Quecksilberdampf wird mit Elektronen gleicher Geschwindigkeit, die durch Ablenkung in einem magnetischen Felde erhalten werden, bombardiert, und es wird die Ionisierungsspannung bestimmt. Als kleinste Ionisierungsspannung ergeben sich 10,4 Volt, Verf. erhält aber weitere kritische Spannungen bei 10,6, 11,2, 11,6 und 11,9 Volt und vermutet noch weitere bei höheren Spannungen. Diese Erscheinung, daß die Ionisierungswahrscheinlichkeit oberhalb der eigentlichen Ionisierungsspannung sprunghaft zunimmt, setzt Verf. in Parallele zu den Beobachtungen von Foote, Mohler und Chenault über die Ionisierung von Cs-Dampf durch Lichtabsorption. Diese Analogie formuliert der Verf. als Korrespondenzhypothese: Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron eine bestimmte Art von Ionisierung erzeugt in Abhängigkeit von seiner Energie, ist dieselbe wie die entsprechende Wahrscheinlichkeit für Lichtquanten. Diese Hypothese wird dann noch im Zusammenhang mit anderen Erscheinungen diskutiert. *W. Grotrian*

**R. H. Fowler.** General Forms of Statistical Mechanics with Special Reference to the Requirements of the New Quantum Mechanics. *Proc. Roy. Soc. London* (A) **113**, 432—449, 1926, Nr. 764. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, eine so allgemeine Form der statistischen Mechanik aufzustellen



laß sich die verschiedenen Abzählungsverfahren der klassischen, Bose-Einstein- und der Fermi-Diracschen Statistik als Spezialfälle daraus ableiten lassen. In einem Gase, das aus gleichartigen Systemen (z. B. Atomen oder Lichtquanten) zusammengesetzt ist, seien  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_u, \dots$  die Energiewerte der stationären Zustände für die einzelnen Systeme; die Anzahl der Systeme im Zustand mit der Energie  $\varepsilon_u$  sei  $n_u$ . Zu einer durch Angabe der  $(n_1, n_2, \dots, n_u, \dots)$  charakterisierten Anordnung gehören  $C(n_1, n_2, \dots, n_u, \dots)$  Komplexionen. Deren Anzahl setzt Verf. nun ganz allgemein

$$C(n_1, n_2, \dots, n_u, \dots) = \prod_{u=1}^{\infty} \gamma(n_u) \dots \dots \dots (1)$$

In den verschiedenen Statistiken haben die  $\gamma$  folgende Bedeutung: Klassische Statistik:  $\gamma(n_u) = 1/n_u!$ ; Einstein-Bose:  $\gamma(n_u) = 1$ ; Dirac-Fermi:  $\gamma(0) = \gamma(1) = 1$  und  $\gamma(n_u) = 0$  für  $n_u \geq 2$ . Die  $n_u$  und  $\varepsilon_u$  sind den bekannten Nebenbedingungen unterworfen:  $\sum n_u = N =$  Gesamtzahl der Systeme,  $\sum \varepsilon_u = E =$  Gesamtenergie. Im folgenden werden diese Ansätze für den Fall erweitert, daß zwei Arten von Systemen (z. B. zwei verschiedene Atomarten) vorhanden sind, die überdies eventuell eine Verbindung eingehen können. Die Berechnung des Gleichgewichtszustandes (§ 3) kann nun ähnlich wie in der klassischen Theorie mit Hilfe einer erzeugenden Funktion ausgeführt werden. Die Gesamtzahl  $C$  der den erforderlichen Nebenbedingungen genügenden Komplexionen ergibt sich aus dieser durch Anwendung des Cauchyschen Integralsatzes. Mit Hilfe von  $C$  können alle wünschenswerten statistischen Mittelwerte ohne weiteres angeschrieben werden. § 4 behandelt äußere Einwirkungen und die Festlegung von Entropie und absoluter Temperatur. § 5 erweitert die vorangehenden Betrachtungen für entartete Systeme. Es wird zunächst die Entartung durch äußere Kräfte vollständig aufgehoben (d. h. die zusammenfallenden Energieniveaus aufgespalten) und dann zum Limes Feld = 0 übergegangen. Nach einer Zwischenbemerkung über die Form der erzeugenden Funktion behandelt Verf. als Beispiel Massenpunkte, die in ein rechteckiges Gefäß eingeschlossen sind. Nach Betrachtung einiger weiterer Anwendungen, wobei immer noch der allgemeine Ansatz (1) festgehalten wird, erläutert Verf. des näheren die schon erwähnten drei Arten der Abzählung. Der folgende § 11 behandelt ein aus einer Art von Atomen bzw. Molekülen zusammengesetztes Gas nach der Fermi-Diracschen Statistik; der Spezialfall, daß die Moleküle als starre Rotatoren betrachtet werden können, wird genauer ins Auge gefaßt. Die räumliche Verteilung der Systeme (§ 12), von der bis jetzt noch nicht die Rede war, kann im Anschluß an Schrödinger so festgelegt werden, daß  $|\psi_\sigma|^2 dV$  ( $\psi_\sigma = \sigma$ -te Eigenfunktion der Wellengleichung) als die Wahrscheinlichkeit dafür betrachtet wird, daß ein bestimmtes Molekül der Energie  $\varepsilon_\sigma$  im Volumenelement  $dV$  „anwesend“ ist. Die Anwendung auf die in einen Würfel eingeschlossenen Atome ergibt, wie zu erwarten, gleichförmige räumliche Verteilung. A. Unsöld.

**H. Bateman.** A Possible Connexion between the Wave-Theory of Matter and Electro-Magnetism. Nature 118, 839–840, 1926, Nr. 2980. Einer kräftefrei mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegten Partikel ist nach de Broglie eine Welle mit der Phasengeschwindigkeit  $c^2/v$  zugeordnet. Verf. bringt diesen Zusammenhang mit J. J. Thomsons Theorie der bewegten Kraftlinien und deutet  $v$  als Geschwindigkeit der elektrischen,  $c^2/v$  als die der magnetischen Kraftlinien. Im Anschluß an eine frühere Arbeit (Phil. Mag. 34, 405, 1917) bietet sich eine Möglichkeit, das elektromagnetische Feld in die Quantenmechanik organisch einzufügen. A. Unsöld.

**Louis de Broglie.** Sur la possibilité de mettre en accord la théorie électromagnétique avec la nouvelle mécanique ondulatoire. C. R. 184, 81–82, 1927, Nr. 2. Bericht über eine Note von H. Bateman (vgl. vorst. Ref.), die eine Möglichkeit zeigt, das elektromagnetische Feld mit Hilfe zweier erzeugender Funktionen in die Wellenmechanik einzuarbeiten. Indes Verf. die Ansätze Batemans etwas abändert, erhält er Formeln, nach denen das elektrische Feld außer dem konstanten Teil  $-e \text{ grad } (1/r)$  noch einen mit der doppelten Frequenz seiner de-Broglie-Welle oszillierenden Bestandteil hat (der jedoch bei Bateman nicht auftritt; der Ref.). Verf. hält es für möglich, daß die klassischen Werte der elektromagnetischen Potentiale usw. in Wirklichkeit nur zeitliche Mittelwerte darstellen.

A. Unsöld

**Enos E. Witmer.** The quantization of the rotational energy of the polyatomic molecule by the new wave mechanics. Phys. Rev. (2) 29, 362, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Energiewerte des unsymmetrischen Kreisels werden nach der Quantenmechanik in Form einer Reihenentwicklung berechnet.

A. Unsöld

**Wm. S. Franklin.** The significance and scope of the idea of frequency in physics. Phys. Rev. (2) 29, 362, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Unsöld

**W. Heisenberg.** Schwankungserscheinungen und Quantenmechanik. ZS. f. Phys. 40, 501–506, 1926, Nr. 7. Um zu zeigen, daß die aus der Quantenmechanik folgenden Schwankungsformeln mit den von der Diskontinuumstheorie geforderten in Einklang stehen, betrachtet Verf. zunächst folgendes Beispiel. Zwei gleichartige Atome  $a$  und  $b$  (Energiewerte  $E_n$  bzw.  $E_m$ ) werden durch eine kleine Wechselwirkung gekoppelt. Die auftretende Resonanz läßt sich dann einerseits quantenmäßig deuten als Austausch von Energiequanten  $E_n - E_m$  zwischen  $a$  und  $b$ , andererseits kontinuierlich als Energieaustausch mit einer langsamen Schwebungsfrequenz. Es läßt sich nun allgemein nachweisen, daß bezüglich aller beobachtbaren Effekte, z. B. Energiewerte, Schwankungsmittelwerte usw., beide Beschreibungen zu genau denselben Ergebnissen führen müssen. Sodann werden die obigen Betrachtungen auf allgemeinere Fälle ausgedehnt und die Übereinstimmung der Kontinuums- und Quantenauffassung durch eine statistische Interpretation der zu dem erwähnten Beweis benutzte kanonischen Transformation erläutert.

A. Unsöld

**P. Debye and C. Manneback.** The Symmetrical Top in Wave Mechanics. Nature 119, 83, 1927, Nr. 2985. Die Energie des symmetrischen Kreisels in einem homogenen elektrischen Felde  $F$  wird einschließlich des in  $F$  quadratischen Gliedes angegeben. Das Ergebnis wird zur Berechnung der Dielektrizitätskonstante eines aus symmetrischen Kreiselmolekülen bestehenden Dipolgases benutzt. Außerdem werden Angaben über den Starkeffekt derartiger Moleküle gemacht (Ausführliche Mitteilung Phys. ZS. 28, 72, 1927.)

A. Unsöld

**E. Guth.** Zur Ableitung der Schrödingerschen Wellengleichung. ZS. f. Phys. 41, 235–238, 1927, Nr. 2/3. Die von Schrödinger und de Broglie bemerkte Analogie zwischen geometrischer Optik und klassischer Mechanik einerseits, Wellenoptik und Quantenmechanik andererseits wird benutzt, um die allgemeine Wellengleichung abzuleiten.

A. Unsöld



**V. Pauli jr.** Über Gasentartung und Paramagnetismus. ZS. f. Phys. **1**, 81–102, 1927, Nr. 2/3. Verf. behandelt die Fermische Statistik des idealen Gases nach der Schrödingerschen Methode der Eigenschwingungen und ergänzt die zunächst durch Schwankungsbetrachtungen. Für das mittlere Schwankungsquadrat der Anzahl aller in einem bestimmten Energiebereich befindlichen Atome ergibt die Fermische Statistik einen kleineren Wert als die klassische und die Bose-Einsteinsche Statistik. Sodann wird die Fermische Statistik für den Fall erweitert, daß die Atome des betreffenden Gases einen Drehimpuls  $j$  haben. Für verschwindendes äußeres Feld verhält sich dieses Gas wie ein Gemisch von  $2j + 1$  statistisch unabhängigen Teilgasen (gleicher Dichte) ohne Drehimpuls. Anschließend wird die Magnetisierung eines einatomigen paramagnetischen Gases behandelt. Für hohe Temperaturen ergibt sich das Curiesche Gesetz. Bei tiefen Temperaturen (Gasentartung) zeigt sich, daß die Suszeptibilität einen endlichen Restwert annimmt. Diese Betrachtungen werden auf die Leitungselektronen der Alkalimetalle angewandt, die man als entartetes Gas (mit Impuls des Elektrons  $= \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ ) betrachten kann. Die so erhaltenen Suszeptibilitäten liegen durchweg oberhalb der beobachteten Werte. Die Differenzen werden der diamagnetischen Suszeptibilität der Atome zugeschrieben. *A. Unsöld.*

**Jacob Kunz, John B. Taylor, Worth H. Rodebush.** The magnetic properties of atoms. Science (N. S.) **63**, 550–551, 1926, Nr. 1639. Kurze Beschreibung der schon referierten Versuche: Nachweis des magnetischen Moments der Alkaliatome. *Gerlach.*

**Léon Brillouin.** Peut-on déceler directement le moment magnétique de l'électron? C. R. **184**, 82–84, 1927, Nr. 2. Es wird folgender Versuch vorgeschlagen: Ein engbegrenzter Elektronenstrahl kleiner Geschwindigkeit tritt unter einem nur wenig von  $90^\circ$  verschiedenen Winkel in ein magnetisches Feld ein. Dann werden alle Elektronen bei passender Wahl von Anordnung, Feld und Geschwindigkeit auf den einen Magnetpol gezogen, welcher von der Apparatur elektrisch isoliert sein soll. Wenn aber das Feld inhomogen ist, so tritt die ablenkende Kraft  $\pm m \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial s}$  zu der elektromagnetischen Kraft dazu ( $m = \text{Bohrsches Magneton}$ ); bei hinreichender Stärke der Inhomogenität überwiegt erstere, so daß die Aufladung des isolierten Magnetpols auf die Hälfte übergehen muß. *Gerlach.*

**Elmer Hutchisson.** Quantum theory of the specific heat of hydrogen chloride. Phys. Rev. (2) **29**, 360–361, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Eine von Hicks und Mitchell ausgeführte Berechnung der spezifischen Wärme von HCl wird durch Einsetzen der richtigen (quantenmechanischen) Werte für die a-priori-Wahrscheinlichkeiten der Zustände verbessert. *A. Unsöld.*

**C. F. Richter.** The spinning electron in hydrogen-like spectra. Phys. Rev. (2) **28**, 849, 1926, Nr. 4. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Aufspaltungen der Wasserstoff-Feinstrukturen werden auf Grund der Goudsmit-Uhlenbeck'schen Hypothese des Kreiselektrons unter Mitberücksichtigung der Relativitätskorrektur berechnet. Es ergeben sich die bekannten Formeln. *A. Unsöld.*

**J. S. Taylor.** The Theory of Testimony. Journ. Math. Phys. **3**, 162—177, 1924, Nr. 3. Verf. leitet acht Theoreme über die Wahrscheinlichkeit des Eintretens eines Ereignisses ab, wenn dieses Eintreten durch einen oder mehrere Zeugen bekannter „Glaubwürdigkeit“ versichert wird. *Güntherschulze*

**J. L. Coolidge.** Einführung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung. Deutsche Ausgabe von Friedrich M. Urban. IX u. 212 S. Leipzig und Berlin: Verlag von B. G. Teubner, 1927. (Sammlung mathematisch-physikalischer Lehrbücher, Bd. 24.) Inhalt: Zweck und Bedeutung der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Die Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Der Bernoullische Satz. Die Lehre von den Mittelwerten und von der Dispersion. Geometrische Wahrscheinlichkeiten. Die Wahrscheinlichkeit von Ursachen. Die Lehre von den Beobachtungsfehlern. Fehler bei mehreren Veränderlichen. Vermittelnde Beobachtungen. Die kinetische Gastheorie. Grundsätze der Lebensversicherung. *Scheer*

**F. K. Richtmyer and L. S. Taylor.** The relative probabilities of the photoelectric emission of electrons from Ag and Au. Phys. Rev. (2) **29**, 353—354, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1052.] *Grottrian*

### 3. Mechanik.

**Alfredo Rosenblatt.** Sur le cas de la collision générale dans le problème des trois corps. Lincei Rend. (6) **3**, 69—75, 1926, Nr. 2. *Güntherschulze*

**J. K. Fotheringham.** Changes in the Length of the Day. Nature **119**, 318—319, 1927, Nr. 2991. Verf. beschäftigt sich mit einer Veröffentlichung von Brown in der Nature vom 5. Februar 1927 und kommt zu dem Schluß, daß sich mit Sicherheit erklären läßt, daß die Rotation der Erde vielleicht durch säkulare Einflüsse, aber keinesfalls durch tägliche Schwankungen beeinflusst wird. *Güntherschulze*

**A. Mallock.** Stresses involved in Tests of Hardness, and a Table of the Comparative Hardness of Certain Metallic Elements. Nature **119**, 276—277, 1927, Nr. 2990. Es wird abgeleitet, daß, falls der Koeffizient der Volumenkompressibilität und der Scherungskoeffizient unabhängig von einander sind, die Härte eines Körpers gleich seiner dreifachen Scherfestigkeit ist. Zu den Kräften bei der Härtebestimmung kommt noch die Reibung an der Druckflächen hinzu. In einer Tabelle sind 24 metallische Elemente nach abnehmender Härte geordnet; aus dieser folgt, daß kein Zusammenhang zwischen Härte und Dichte, Atomgewicht oder Stellung im periodischen System besteht. Die Härte hängt von der mechanischen und thermischen Vorgeschichte ab. Nur bei, mindestens bis zu einem gewissen Grade, schmiedbaren Metallen gibt es ein wahres Maß der Härte. *Berndt*

**O. Bauer und O. Vollenbruck.** Härtebestimmungen und Spannungsmessungen an Zink-Kupferlegierungen. ZS. f. Metallkde. **19**, 86—89, 1927, Nr. 3. [S. 1026.] *Berndt*

**Robert Lochner.** The torsional vibration of shafts and shaft systems. Journ. Inst. Electr. Eng. **65**, 76—80, 1926, Nr. 360. *V. Vieweg*



**Lagally.** Ideale Flüssigkeiten. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 1—90, 1927.  
**Hopf.** Zähe Flüssigkeiten. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 91—172, 1927.  
**h. Forchheimer.** Wasserströmungen. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 173—214, 1927.

**Betz.** Tragflügel und hydraulische Maschinen. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 215—288, 1927.

**Ackeret.** Gasdynamik. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 289—342, 1927.

**Gyemant.** Kapillarität. Handb. d. Phys. Bd. VII, S. 343—410, 1927. *Scheel.*

**P. J. Juri'ic.** Beobachtungen über anomale Osmose durch Kollodium-membranen. Phys. ZS. 28, 156, 1926, Nr. 3. (Berichtigung.) *Gyemant.*

**N. Nikitin und W. Scharkow.** Über die Gasaufnahme durch fein zerteilte Metalle. Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. 58, 1095—1100, 1926. (Russisch.) Es wurde die  $H_2$ -Aufnahme durch bei tiefen (250 bis 300°) Temperaturen reduziertes Pb und Cu untersucht. Sie war aber meist unmeßbar klein, wohl weil die Metalle rasche Umkristallisation erlitten. Aus einem Ag-Hydrosol gewonnenes Ag-Pulver nahm nur wenig  $H_2$  auf, aber beträchtlich mehr  $CO_2$ ; so adsorbierten 5,5 g Ag bei  $-81^\circ$  13,9 ccm (auf 0° und 760 mm umgerechnet)  $CO_2$  bei deren Druck von 323 mm. — Das  $NH_3$ -Gas wird durch pyrophorisches Fe nach der Freundlichschen Isotherme adsorbiert. Bei  $-18,2^\circ$  nehmen 5,5 g Fe unter 56 mm Druck 53,7 ccm  $NH_3$ , bei  $+15^\circ$  und 652 mm 30,9 ccm, bei  $97^\circ$  und 47 mm 15,6 ccm  $NH_3$  auf, bei höheren Temperaturen geht die Adsorption auf Null zurück. Pyrophorisches Co adsorbiert etwa zehnmal schwächer als das Fe, behält aber seine Fähigkeit, zu adsorbieren, auch bei höheren Temperaturen. Ein fein zerteiltes, aber nicht mehr pyrophorisches Ni-Präparat war wenig aktiv.

*\*Bikerman.*

**A. Jaquerod et S. Gagnebin.** Diffusion de l'hydrogène à travers certains métaux. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 274—277, 1926, Sept./Okt. [C. R. Soc. Suisse de phys. Fribourg 1926.] Die Verff. finden bei Nickel eine Diskontinuität in der Abhängigkeit der Diffusionsgeschwindigkeit von der Temperatur bei 700 und 770°, dagegen scheint eine solche bei 460° nicht zu existieren. Bei Eisen liegen die Verhältnisse komplizierter. Der Logarithmus der Diffusionsgeschwindigkeit wächst hier zwischen den Diskontinuitätspunkten nicht mehr linear mit der Temperatur. Die graphische Darstellung zeigt vielmehr zur Temperaturachse konkave Stücke in der Kurve, die die Abhängigkeit des Logarithmus von der Temperatur wiedergibt. Diese Stücke stoßen zusammen bei den Temperaturwerten 500, 700, 820, 920. Das langsame Sich-Einstellen des Gleichgewichts erschwert die Beobachtung. Stahl zeigt ein besonders auffallendes Verhalten bei 570°, indem die Diffusionsgeschwindigkeit bei 580° um vielmal kleiner ist als bei 560°.

*Valentiner.*

**J. Borelius und Sven Lindblom.** Durchgang von Wasserstoff durch Metalle. Ann. d. Phys. (4) 82, 201—226, 1927, Nr. 2. Es wurde der Durchgang von Wasserstoff durch die Wände von Röhren aus Eisen, Nickel, Monelmetall und eine Palladium-Platinlegierung bei verschiedenen Drucken unterhalb Atmosphärendruck und bei verschiedenen Temperaturen bis zu 700° hinauf untersucht. Bei Eisen wurde auch der Durchgang elektrolytisch ausgeschiedenen Wasserstoffs bei verschiedenen Stromdichten und bei Temperaturen zwischen Immertemperatur und 100° C gemessen. Die Beobachtungsergebnisse sind über-

sichtlich graphisch dargestellt, insbesondere erkennt man aus den Figuren die Temperaturabhängigkeit und die Druckabhängigkeit. Frühere Messungen konnten zum Teil weitgehend bestätigt werden. Es ergab sich aber, daß die Durchlässigkeit von einem gewissen Schwellenwert des Druckes an beginnt bzw. bei elektrolitisch ausgeschiedenem Wasserstoff von einem gewissen Schwellenwert der Stromdichte. Es konnte bemerkenswerterweise eine vollständige Analogie zwischen den Gesetzen des Wasserstoffdurchgangs bei elektrolytischer Aufnahme und bei Aufnahme aus dem Gase festgestellt werden; es konnte einer jeden Stromstärke ein bestimmter Druck äquivalent gesetzt werden. Bei nicht sehr hohen Temperaturen nehmen die Metalle aus dem Gase überwiegend Wasserstoffmoleküle auf, die an der Oberfläche oder im Metall dissoziieren; der Abgang aus dem Metall geht eine Molekülbildung vorher.

Valentines

**William A. Bone.** The Supposed Law of Flame Speeds. *Nature* 110, 837, 1926, Nr. 2980. Wheeler und Payman hatten einige Gesetzmäßigkeiten betreffend die Flammengeschwindigkeit von explosiven Gasmischungen aufzufinden geglaubt, denen sie sehr allgemeine Bedeutung beileigten. Der Verf. hat durch zahlreiche Versuche, die an anderer Stelle veröffentlicht werden sollen, festgestellt, daß diese einfachen Gesetzmäßigkeiten keine allgemeine Gültigkeit haben. Insbesondere hat er das Verhalten von Mischungen, wie Acetylen-Wasserstoff-Sauerstoff und ähnlichen untersucht. Nähere Einzelheiten sind hier nicht mitgeteilt.

Valentines

**Otto Faust.** Über Oberflächenspannung. *ZS. f. anorg. Chem.* 154, 61—63, 1926. 1. Messungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeitsgemischen ergeben in vielen Fällen Abweichungen von der einfachen Mischungsregel. Ebenso zeigen auch die innere Reibung ähnliche Abweichungen. Der Sinn beider Abweichungen ist derselbe, ausgenommen jene Gemische, an welchen Wasser teilnimmt. Die beiden untersuchten Größen gehen also im allgemeinen, bei normalen Flüssigkeiten, symbar. 2. Die Oberflächenspannung soll bei übereinstimmenden Zuständen gleich sein. Es wird für den Wert 30 derselben das Verhältnis  $T/T_{krit}$  für eine Anzahl von Stoffen ermittelt. Die Verhältniszahl bewegt sich um 0,47.

Gyemant

**D. Balarew.** Über die Oberflächenspannung der Bariumsulfat- und Gipskristalle. *ZS. f. anorg. Chem.* 154, 170—172, 1926. Jones errechnet die Oberflächenspannung von  $BaSO_4$  und Gips aus der Zunahme der Löslichkeit bei Zerreibung der Kristalle in feine Teilchen. Es ergaben sich die Zahlen um 130 und 1050. Verf. erachtet dieselben viel zu hoch und begründet sie damit, daß die Leitfähigkeit der gesättigten Lösung nicht infolge Löslichkeitszunahme größer wurde, sondern hauptsächlich wegen der in den Kristallen eingeschlossenen löslichen Elektrolyte, die bei der Zerreibung frei werden.

Gyemant

**W. Herz.** Oberflächenspannung und Verdampfungswärme. *ZS. f. anorg. Chem.* 161, 304, 1927, Nr. 3. Polemik gegen Verschaffelt und de Block, die angegeben hatten (*ZS. f. anorg. Chem.* 159, 265, 1927), die vom Verf. (*ZS. f. anorg. Chem.* 155, 348, 1926) veröffentlichte Beziehung zwischen Oberflächenspannung und Verdampfungswärme sei zwar richtig, aber nicht neu.

Güntherschulze

**Frederick W. Shaw.** A comparison of the viscosity and liquefaction of various gelatins. *Science (N. S.)* 65, 18, 1927, Nr. 1671. Vergleichend Untersuchungen an mehreren Gelatineproben ergeben, daß Proben von geringer Viskosität eine schnelle Verflüssigung durch Bakterien aufweisen und umgekehrt.

Gyemant



**Harris Marshall Chadwell.** The viscosities of several aqueous solutions of organic substances and the polymerization of water. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1912—1925, 1926, Nr. 7. Die Zähigkeit von Lösungen von Methyl- und Äthylacetat, Äthyläther und Benzol in Wasser, Methylacetat in Äthylacetat und Wasser in den Estern wird bei 25° mit einem Ostwaldschen Viskosimeter in der von Washburn und Williams beschriebenen Ausführung untersucht. Um bei den Lösungen von flüchtigen Stoffen eine Änderung der Konzentration im Laufe der Versuche zu vermeiden, wurde die in das Viskosimeter tretende Luft zuerst getrocknet und dann durch eine Lösung von gleicher Beschaffenheit wie die Versuchsflüssigkeit gepreßt. Die Versuche werden ausgewertet 1. nach der Formel

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\varrho t}{\varrho_0 t_0} \dots \dots \dots (1)$$

ohne Berücksichtigung der Korrektur für kinetische Energie und 2. nach der Formel

$$\eta = K\varrho t - C' \frac{\varrho}{t} \dots \dots \dots (2)$$

Hierin sind  $\eta$  die Zähigkeit,  $\varrho$  die Dichte,  $t$  die Auslaufzeit der Versuchsflüssigkeit, der Index 0 bezieht dieselben Größen auf Wasser,  $K$  und  $C'$  sind Konstanten. Die nach Gl. (1) berechneten Werte liegen um 0 bis 2 Proz. höher als die nach Gl. (2) berechneten, wenn  $\eta < \eta_0$  und bis zu ½ Proz. niedriger, wenn  $\eta > \eta_0$ . Für die verwendeten reinen Stoffe erhält Verf. die folgenden Werte für 25°:

	$\varrho$	$\eta_{(1)}$	$\eta_{(2)}$
Wasser (Ausgangsstoff) . . . . .	(0,997 07)	(0,008 949)	(0,008 949)
Methylacetat . . . . .	0,927 40	0,003 649	0,003 594
Äthylacetat . . . . .	0,894 51	0,004 283	0,004 244
Äthyläther . . . . .	0,707 92	0,002 273	0,002 216

Die Werte nach (2) für Äthylacetat und Äthyläther stimmen gut mit den aus der Literatur bekannten Werten überein. [Da die Vernachlässigung der mit negativem Vorzeichen an  $\eta$  anzubringenden Korrektur für kinetische Energie die Zähigkeit bei kleineren Werten als dem der Eichflüssigkeit zu groß erscheinen läßt, führt die Gl. (2) wohl zu richtigeren Ergebnissen. Der Ref.] Die Zähigkeit von gesättigter Lösung von Benzol in Wasser wurde zu  $\eta = 0,00898_2$  gefunden. Die untersuchten wässrigen Lösungen besitzen größere Zähigkeit als Wasser; es besteht ein auffallender Parallelismus zwischen der Volumenverminderung der Lösung und ihrer Zähigkeitsvermehrung. Die verschiedene Einwirkung des inneren Druckes der Lösung auf die Moleküle des Lösungsmittels und des gelösten Stoffes kann vielleicht die beobachteten Erscheinungen erklären. *Erk.*

**Vaughan H. Stott.** Die viskosen Eigenschaften der Gläser. Journ. Soc. Glass Techn. 10, 424—434, 1926. Mit Hilfe seiner Methode, die Viskosität durch die Glasmenge zu messen, die an einem mit bekannter Geschwindigkeit aus einer Glasschmelze gezogenen Ir-Pt-Draht hängen bleibt, kommt Verf. zu folgenden Schlüssen: Die Viskosität war bei demselben Glase bei 1200 bis 1530° reproduzierbar. Bei 1624° wurde Alkali verflüchtigt, aber die Viskosität blieb unverändert. Bei schneller Abkühlung unterhalb 1200° und schneller Wiedererhitzung blieb die Viskosität unverändert, nicht aber bei langsamer Abkühlung und langsamer Wiedererhitzung. Das Glas durchläuft dabei eine kritische Temperatur unterhalb

1200°. Es ist unterhalb 1200° in mehreren Formen beständig. In einer metastabilen Form läßt sich die Viskosität durch Extrapolation aus den Werten bei höherer Temperatur errechnen. Die Abweichungen betragen  $\pm 3$  Proz. der Viskosität, entsprechend  $\pm 3^\circ$ . Die Streuung kann aber bis zu 30 Proz. gehen. Die Unterschiede in der Konstanz der beiden Arten von hochoerhitztem Glas würden bei Wiederholung der Versuche mit besonders dünnem Drahte deutlich werden. Von etwas geringerer Wichtigkeit als diese Messungen der Viskosität sind die Messungen der Scherfestigkeit, die uns noch fehlen. Die Festigkeitsverhältnisse in Glas sind bei niederen Temperaturen denen fester Körper sehr ähnlich. Verf. schlägt für diese Zustände die Bezeichnung „elastisch-viskos“ vor und begründet dieselben Erscheinungen beim Schneiden von Glas mit dem Diamanten, die säkulare Nullpunktserhöhung der Thermometer rechnet er hierzu. Auch noch andere Erscheinungen, die ebenfalls bisher der Oberflächenspannung zugeschrieben wurden, führt er auf elastisch-viskose Kräfte zurück. \*Salman

**R. Dubrisay.** Sur quelques phénomènes de chimie capillaire. Journ. chim. phys. **24**, 62, 1927, Nr. 1. [Soc. chim. phys.] Vortrag über die oberflächen-spannungserniedrigende Wirkung von Spuren von Alkali an der Grenze Wasser—Benzol, falls das Benzol geringe Mengen von Fettsäuren gelöst enthält. Gyemant

**F. Reich.** Umlenkung eines freien Flüssigkeitsstrahles an einer ebenen Platte. ZS. d. Ver. d. Ing. **71**, 261—264, 1927, Nr. 8. Auszug aus Nr. 290 der Forschungshefte des Vereins deutscher Ingenieure mit zahlreichen Abbildungen. Zur Klärung der Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse im kegelförmig sich erweiternden Turbinensaugrohr wird aus einer Düse vom Durchmesser  $d$  ein freifallender Wasserstrahl senkrecht nach abwärts gegen eine Platte gerichtet und Druck- und Geschwindigkeitsverteilung, Strahlbegrenzung, Gesamtenergieverlust der Umlenkung beobachtet und empirisch ausgewertet. Es wurde kein Staukegel vor der Platte und nahezu verlustlose Umsetzung beobachtet. „Bis zur Stauhöhe ist eine über die einzelnen Strahlquerschnitte gleichbleibende Geschwindigkeit vorhanden, die dem jeweiligen Gefälle entspricht. Die infolgedessen auftretende Geschwindigkeitszunahme führt eine Strahlzusammenziehung herbei. Im Abschnitt von der Stauhöhe bis zur Gürtelhöhe (Höhe der größten Strahlzusammenziehung über der Umlenkplatte) nimmt die Drucksteigerung bei den inneren Strahlschichten bedeutend, bei den äußeren weniger zu, jedoch überwiegt die infolge der Fallbeschleunigung auftretende Geschwindigkeitszunahme der äußeren Strahlschichten, die eine immer geringer ausfallende Abnahme der Strahldurchmesser bis zur Gürtelhöhe verursacht.“ Die Strahlbegrenzung weist eine deutliche Hohlkehle auf und wechselt etwas mit dem Plattenabstand  $h = n \cdot d$  von der Düse und mit der Höhe des Oberwassers; wichtig ist die Ermittlung der „richtigen“ Plattengröße  $d_2$  derart, daß die Platte gerade so groß gemacht werden muß, daß alle Druckenergie auf ihr wieder in Geschwindigkeitsenergie umgesetzt wird:  $d_2 = \frac{5d}{\sqrt{n}}$ . Der Versuch, eine Potentialfunktion für die Strömung zu finden, gelang nicht, dagegen wurde eine ziemlich verwickelte, empirische Gleichung aufgestellt. Eisner.

**Th. Rehbock.** Universalstaurohr des Karlsruher Flußbaulaboratoriums. ZS. d. Ver. d. Ing. **70**, 21—24, 1926, Nr. 1. Beschreibung einer zu Geschwindigkeitsmessungen in offenen Laboratoriumsgerinnen benutzten Darcy-röhre einschließlich der mit Schlitten längs und quer zur Versuchsrinne verfahr-



baren Aufhängevorrichtung. In vertikaler Richtung ist die Röhre in üblicher Weise (feste Schiene mit Noniusteilung) verstellbar und mit einer beweglichen Spitze zur gleichzeitigen Einstellung des Wasserspiegels und Kontrolle des Abstandes der Staurohrmündung vom Wasserspiegel ausgestattet. In der Aufhängevorrichtung ist das ganze Rohr um eine lotrechte Achse, die durch die Meßöffnung des Rohres hindurchgeht, drehbar; der horizontale Schenkel, der die Öffnungen trägt (das außen 5 mm starke Umhüllungsrohr hat nur nach oben gerichtete Öffnungen), ist um eine am unteren Ende der vertikalen Haltestange befindliche horizontale Achse schräg nach oben oder unten einstellbar, wobei die Verbindung der beiden Meßrohre im horizontalen Schenkel mit den zur Meßskale weiterführenden vertikalen Rohren durch elastische Schläuche bewerkstelligt ist. Überall sind Noniusskalen (gerade Maßstäbe oder Winkelteilungen) angebracht, die abgelesen werden müssen. Die Ablesung der hochgesaugten Wassermenisken geschieht mittels Ablesehaar vor Spiegeln und seitlich mit Lupe zu benutzenden Teilungen auf  $\frac{1}{10}$  mm.

*Eisner.*

**J. Alfred Ewing.** A Ball-and-Tube Flowmeter. Proc. Edinburgh 45, 308—321, 1925, Nr. 3. Eine Stahlkugel in einem wenig größeren, konischen Glasrohr wird durch eine in Richtung der Erweiterung durch das Rohr fließende, mehr oder weniger zähe Flüssigkeit in Schwebe gehalten bzw. gegenüber einer Anfangslage je nach der durchströmenden Menge um eine Strecke verschoben, die auf Grund von Eichungen als Maß für die bewegte Flüssigkeitsmenge angesprochen wird. Um Vibrationen möglichst auszuschalten, wird das Rohr nicht vertikal angeordnet, sondern bis zu  $15^\circ$  gegen die Horizontale geneigt. Der Einfluß des Neigungswinkels, der Abmessungen von Kugel und Rohr, der Dichte und Zähigkeit der Flüssigkeit wird auf Grund von Experimenten ausführlich geschildert. Auch Farbfäden sind in die Flüssigkeit eingespritzt und ihr Verlauf beim Umströmen der Kugel photographisch festgehalten worden. Als Anwendungsgebiet sind Verbrennungs- und Kältemaschinen, Ölumlaufmessungen und ähnliches bei Schmierungen gedacht.

*Eisner.*

**J. H. Powell.** A new type of flowmeter. Journ. scient. instr. 3, 144—148, 1926, Nr. 5. Vgl. vorstehendes Referat. Widerstandskörper ist hier ein im Medium (Salzwasser) gerade schwimmender Hohlzylinder mit einer Radiumfüllung, die durch einen horizontalen, lichtdurchlässigen Schlitz in der Zylinderwand und einen vertikalen Schlitz in der Blechummantelung des — hier vertikalen und nicht konischen — Glasrohres auf einer mit der Zeit bewegten, mit lichtempfindlichem Papier bezogenen Trommel die Lage des Schwimmkörpers aufzeichnet. Der Schwimmkörper ist in vertikalem Sinne durch Fäden geführt, die über schablonierte Rollen durch Federn so gespannt sind, daß deren Spannkraft dem Widerstand des Schwimmkörpers entspricht. Die Stellung des Schwimmkörpers ist dann ein Maß für die durchtretende Flüssigkeitsmenge. Meßbereich  $1 < v < 6$  Knoten.

*Eisner.*

**Arne Tiselius.** Über die Berechnung thermodynamischer Eigenschaften von kolloiden Lösungen aus Messungen mit der Ultrazentrifuge. ZS. f. phys. Chem. 124, 449—463, 1926, Nr. 5/6. Mit einer neuen, von Svedberg gebauten Ultrazentrifuge lassen sich Umdrehungszahlen von 40000 pro Minute erreichen, also Zentrifugalkräfte, die dem 80000fachen der Schwerkraft entsprechen. Dadurch lassen sich in relativ kleinteiligen Solen, wie z. B. in Eiweißlösungen, starke Konzentrationsunterschiede herstellen, wo-

durch sich das Molekulargewicht der genannten Stoffe bestimmen läßt. Hier werden die nötigen mathematischen Ableitungen gegeben; die experimentelle Methode enthält eine Arbeit von Svedberg. *Gyemant.*

**M. Volmer.** Zur Theorie der lyophilen Kolloide. ZS. f. phys. Chem. **125**, 151–157, 1927, Nr. 1/2. Es wird ein Ausdruck für die Energie aufgestellt, die zugeführt wird, falls aus der homogenen Masse eines zu dispergierenden Stoffes ein Teilchen vom Radius  $r$  gebildet wird. Dieser Ausdruck wird in die Clausius-Clapeyronsche Gleichung eingesetzt und gibt die Gleichgewichtskonzentration der Teilchen vom Radius  $r$ . Auf diese Weise erhält man die Verteilungskurve für verschiedene Radien, die, wie auch vom Experiment gefordert

wird, ein Maximum hat. Der maximale Radius  $r_m$  ist gegeben durch  $\sqrt{\frac{kT}{8\pi\sigma}}$ , wo  $\sigma$  = Grenzflächenspannung der Teilchen gegen das Medium. (Zunehmendes Dispersität mit zunehmender Grenzflächenspannung!? Der Ref.) *Gyemant.*

**Richard M. Bozorth.** The solubility of potassium perchlorate in salt solutions and the corresponding activity relations. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 2653–2657, 1923, Nr. 11. [S. 1047.] *Güntherschulze.*

**Th. Vautier.** Vitesses des ondes fusantes. C. R. **184**, 76–78, 1927, Nr. 2. *Conrad.*

**E. Moles.** Die Masse des Normalliters und die Kompressibilität des Ammoniaks. Anales soc. espanola Fis. Quim. **24**, 717–730, 1926. [S. 1021.]  
\* R. K. Müller.

**R. Fricke und O. Suwelack.** Untersuchungen an einem Liesegangschen „rhythmischen“ Fällungssystem. ZS. f. phys. Chem. **124**, 359–393, 1926, Nr. 5/6. Die Ausführung geschah nach dem bereits angegebenen Verfahren zur Erzeugung rhythmischer Fällungen. In eine  $MgCl_2$ -haltige Agargallerte ließen Verff.  $NH_3$  hineindiffundieren, wodurch rhythmische Magnesiumhydroxydfällungen erhalten worden sind. In den in dünnen Scheiben geschnittenen Gallerten wurde dann der Gehalt an  $Mg^{++}$ ,  $NH_4^+$ ,  $Cl^-$ ,  $OH^-$  bestimmt. Bei Anwendung des Massenwirkungsgesetzes für  $NH_4OH$  und der Bjerrumschen Kubikwurzelregel für die starken Elektrolyte ergibt sich für Systeme, welche verschiedenen Ausbildungszuständen entsprechen, daß das Produkt  $(Mg^{++}) \cdot (OH^-)^2$  hinter der letzten Fällung, trotz der abnehmenden  $NH_3$ -Konzentration, weiter steigt, um dann erst wieder abzunehmen. Die Konsequenz dieser Tatsache – welche auch der unmittelbaren Beobachtung zugänglich war – ist, daß ein bestimmter kritischer Wert des Produkts aus den Ionenkonzentrationen, bei welchem spontane Fällung eintritt, nicht direkt bei der letzten Fällung erreicht wird, sondern eher eine Strecke weit davon. Die Erfahrung mit wässerigen Gemischen von  $NH_4Cl$ ,  $NH_3$ ,  $MgCl_2$  – ohne Agar – zeigte, daß hinter der letzten Fällung stets Übersättigung herrscht. Die  $Mg(OH)_2$ -Fällung wird schon durch 0,1 bis 0,2 Proz. Agar stark vermindert. Im allgemeinen sollen Diffusions- und Fällungserscheinungen die Hauptfaktoren des rhythmischen Fällungsvorgangs sein. *St. Handel.*

**Ferdinand Trendelenburg.** Methoden und Ergebnisse der Klangforschung. Zusammenfassender Bericht. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **28**, 54–64, 84–91, 1926, Nr. 2 u. 3. Die vorliegende Arbeit ist ein ausführlicher zusammenfassender Bericht über die Methoden und über die Ergebnisse der modernen Klangforschung. Es werden zunächst die Grundlagen der Schallfeldmessungen und der Schall-



empfänger überhaupt behandelt. Anschließend werden die Methoden der Klangforschung, insbesondere die Verfahren von Stumpf, Hermann, Müller, Riegger-Trendelenburg und Garten besprochen. Als Ergebnisse, die nach den genannten Methoden gewonnen sind, werden die physikalischen Eigenschaften von Sprach- und Musikklangen eingehender behandelt. Den Schluß bildet eine kurze Besprechung der verschiedenen Verzerrungen, die besonders bei der elektrischen Übertragung von Sprache und Musik die Klangwahrnehmung beeinträchtigen können.

*E. Meyer.*

**T. G. Hodgkinson.** Valve maintained tuning forks without condensers. Proc. Phys. Soc. **38**, 24–34, 1925, Nr. 1. Verf. gibt im Anschluß an die Arbeit von Butterworth (Proc. Phys. Soc. **32**, 345, 1920) eine Theorie der über eine Elektronenröhre rückgekoppelten Stimmgabelschwingungen. Die Stimmgabel befindet sich dabei zwischen den Polen eines Hufeisenmagnets, zwischen Stimmgabelzinke und Magnetpol liegt je eine Spule, die an Gitter—Kathode bzw. Kathode—Anode geführt ist; die Schaltung enthält keine Kondensatoren. Die Durchführung der Rechnung zeigt, daß der Wicklungssinn der beiden erwähnten Spulen wesentlich von dem Widerstand Gitter—Kathode abhängt. Gegenüber der Schwingungszahl der Stimmgabel bei freien Schwingungen tritt für die erzwingene Schwingung eine ganz unerhebliche Änderung der Frequenz ein. Verf. behandelt auch noch den Fall, daß die Kopplung zwischen Röhre und Stimmgabel durch Transformatoren besorgt wird, eine Anordnung, die für tiefe Frequenzen vorteilhaft ist.

*E. Meyer.*

**G. E. Allan.** Tuning-Forks with Parallel Prongs. Nature **119**, 281, 1927, Nr. 2990. Der von Maxwell erwähnte Oberton von Stimmgabeln mit parallelen Zinken (Nature, 2. Januar 1927) wurde von Rayleigh gedeutet, der ihn der Wirkung unbalancierter Zentrifugalkräfte zuschrieb, die durch die krummlinige Bewegung der Enden der Zinken entstehen. Durch diese Zentrifugalkräfte entstehen Spannungen von der doppelten Frequenz des Grundtones. Der Oberton wird auch gehört, wenn die Stimmgabel mit hinreichendem Druck auf den Tisch gesetzt wird, während bei schwachem Druck nur der Grundton zu hören ist.

*Güntherschulze.*

**A. L. Narayan.** Underblown Pipes. Nature **113**, 536, 1924, Nr. 2841.

*Güntherschulze.*

**R. W. Wood.** Demonstration of an improved form of Rijke tube of high efficiency. A lecture experiment in acoustics. Phys. Rev. (2) **29**, 373, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Veröffentlichung beschreibt die Wirkungen, die mit Schallwellen der Frequenz 300 000 erhalten wurden. Die Schallwellen wurden durch eine Piezoquarzplatte geliefert, die von einem elektrischen Oszillator von 2 kW Leistung bei 50 000 Volt erregt wurde. Beobachtet wurden thermische Wirkungen, Heizung der freien Oberfläche einer Flüssigkeit durch den Druck der Schallwellen, Zerstäubung der Oberfläche durch Wellen großer Intensität, Zerstörung der roten Blutkörperchen in einem lebenden Wesen und andere biologische Wirkungen.

*Güntherschulze.*

**J. Hartmann and Birgit Trolle.** A new acoustic generator. The air-jet-generator. Journ. scient. instr. **4**, 101–111, 1927, Nr. 4. Die Verff. haben mit einer Sonde die Druckverhältnisse längs eines Luftstrahles aufgenommen, der mit Überschallgeschwindigkeit aus einem Behälter tritt, und finden (wie frühere Beobachter) eine Struktur des Strahles. Die Druckvariationen längs

des Strahles stehen in guter Übereinstimmung mit der Prandtlschen Formel:  $\Delta = 1,2 d \sqrt{p} - 0,9$ , wo  $\Delta$  die Länge der Strahlabschnitte,  $d$  der Strahldurchmesser,  $p$  der Druck im Behälter in Atmosphären. Ersetzen die Verff. die Sonde durch einen Resonator mit Mundstück, so wird dieser in den Gebieten zunehmenden Druckes zu kräftigen Pulsationen angeregt, die die Verff. durch Funkenbildern sichtbar machen. Bei geeigneter Resonatorgröße sind die erregten Schwingungen hörbar. Kleine zylindrische Pulsatoren erlauben Frequenzen bis zu 100 000 Hertz zu erzeugen, die mittels Kundtscher Staubfiguren ermittelt werden. Wird der kleine Zylinderresonator von der Strahlenmündung aus verschoben, so setzen die Schwingungen ein, wenn seine Öffnung an der Stelle des ersten Druckminimums liegt, mit einer Frequenz gleich der Eigenfrequenz des Resonators, bei weiterer Entfernung sinkt diese so, als ob die Resonatorenlänge bis zu diesem Minimum reichte, bricht bald ab, setzt im nächsten Druckminimum in analoger Weise wieder ein usw. (Die Vorgänge ähneln zum Teil den Schneidentönen bei Galtonpfeifen.) Zum Schluß werden konstruktive Ausführungsformen des neuen „Luftstrahlengenerators“ gegeben.

Cermak.

**R. N. Ghosh.** A Study of the Acoustics of the Stroh Violin. Ind. Journ. Phys. 1, 141—182, 1926, Nr. 2. Die Strohgeige ist ein einsaitiges Streichinstrument mit Griffbrett, Wirbel, festem, nicht hohlem Holzkörper. Der Steg ist ein an der Saite breiter, unten schmaler Hebel, der drehbar um einen Zapfen in einer Bohrung des Holzkörpers sitzt, dessen unteres, rechtwinklig umgebogenes Ende im Mittelpunkt einer dünnen Kreismembran aus dünnem Stahl befestigt ist, die, auf dem Hohlkörper seitlich befestigt, den Boden eines kegelförmigen Hornes bildet. Der Steg überträgt die kleinen Transversalschwingungen der Saite auf die Kreismembran, das kegelförmige Horn von 33 cm Länge gibt als Schallverstärker die Töne weiter. Der Rand der Membran liegt auf einem Gummiring und einer Flansche. Die Saite ist ein Stahldraht von 63 cm Länge und 0,70 mm Durchmesser. Der Tonbereich des Instruments liegt zwischen 200 und 800 Hertz. Die Theorie dieses Saiteninstruments wird nach Möglichkeit entwickelt und experimentell geprüft. Drei Resonanztöne des Systems (Wolfstöne) werden festgestellt, von denen zwei der Membran (380, 760), einer dem Horne (497) zukommt. Der Dämpfungskoeffizient der Saite wird auf photographischem Wege ermittelt, er hat die Größenordnung 10 und wächst in der Nähe der Eigenfrequenz der Membran bis  $3 \cdot 10^2$ . Der Bogendruck, der nötig zum Erregen eines Tones ist, wird für verschiedene Frequenzen mit dem „künstlichen Violinspieler“ Ramans bestimmt (vgl. diese Ber. 2, 141, 1921). Er wächst in der Nähe der Resonanztöne auf den fünffachen Betrag seines normalen Wertes. Die Schallemission der Strohviole wird mit einer Rayleigh-Scheibenanordnung ermittelt; auch diese Emission zeigt bei den Resonanzfrequenzen der Membran und des Hornes starkes Anwachsen. Die experimentell gefundenen Größen stehen in guter Übereinstimmung mit der theoretisch errechneten.

Cermak.

**R. N. Ghosh.** Acoustics of the pianoforte. Phys. Rev. (2) 23, 1315—1320, 1926, Nr. 6. Der Verf. untersucht die Abhängigkeit der Amplituden des Grundtones und der beiden ersten Obertöne von der Berührungsdauer des Hammers. Diese kann verändert werden durch die Lage des Anschlagpunktes oder durch Wahl verschiedener Hämmer. In allen Fällen erhält er Maxima der Amplituden, wenn die Berührungszeit gleich der halben Schwingungsdauer der frei schwingenden Saite ist.

Cermak.

**E. T. Paris.** The theory of the „Boys“ type of double resonator. Phil. Mag. (7) 2, 751—769, 1926, Nr. 10. Eine früher vom Verf. gegebene Theorie



des Boysschen Doppelresonators (diese Ber. 6, 827, 1925) wird hier exakter gegeben, wobei die Schallenergieverluste durch Reibung und Zerstreuung berücksichtigt werden. Der Verstärkungsfaktor des Boysschen Resonators kann mit dem des Helmholtzresonators und dem der gedackten Pfeife verglichen werden. Im besten Falle stehen diese Werte im Verhältnis 900 : 215 : 28. Auch fällt der Wert, dann nicht unter 450, wenn das Frequenzverhältnis von 0,86 bis 1,12 sich ändert. Wird der Resonator nicht am gedackten Pfeifenende angebracht, sondern näher dem offenen Ende, so wird der Frequenzbereich, in dem der Doppelresonator anspricht, wesentlich kleiner. Die experimentelle Bestimmung einiger Resonanzkurven zeigt, wie gut die Theorie die Erfahrung deckt. *Cermak.*

**G. W. Stewart.** Influence of a branch line upon acoustic transmission of a conduit. Phys. Rev. 26, 688—690, 1925, Nr. 5. Verf. berechnet den Schalldurchgang durch eine lange Röhre, die an einer Stelle einen seitlichen Ansatz besitzt. Sind  $\varrho$  die Dichte des die Röhre erfüllenden Mediums,  $a$  die Schallgeschwindigkeit,  $S$  der Querschnitt der Röhre und  $Z_1 + iZ_2$  der akustische Widerstand der Seitenröhre, gemessen vom Vereinigungspunkt der beiden Röhren, so bestimmt sich das Verhältnis der auffallenden zur durchgelassenen Schallenergie zu

$$[(Z_1^2 + Z_1 \varrho a / 2 S + Z_2^2) + (\varrho a Z_2 / 2 S)^2] \cdot [(Z_1 + \varrho a / 2 S)^2 + Z_2^2]^{-2}.$$

Im besonderen werden die Fälle behandelt, in denen die Seitenleitung ein Helmholtzschcher Resonator oder eine abgeschlossene Röhre ist. Im ersteren Falle wird ohne Berücksichtigung der Gasreibung

$$Z_1 = 0, \quad Z_2 = i \left( \frac{\varrho \omega}{c} - \frac{\varrho a^2}{V} \right),$$

wo  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $c$  die „Leitungsfähigkeit“ der Öffnung (conductivity) und  $V$  das Volumen des Resonators bedeuten. Im zweiten Falle ergibt sich

$$Z_1 = 0, \quad Z_2 = - \frac{\varrho a}{\sigma \tan kl}; \quad \sigma \text{ und } l \text{ sind Querschnitt und Länge des Seitenrohres,}$$

$k$  ist die Wellenzahl ( $2\pi/\lambda$ ). Verf. erwähnt zum Schluß, daß Theorie und Experiment befriedigend übereinstimmen. *E. Meyer.*

**G. W. Stewart.** Acoustic transmission with a Helmholtz resonator or an orifice as a branch line. Phys. Rev. (2) 27, 487—493, 1926, Nr. 4. In einer früheren Arbeit (s. vorstehendes Referat) hat Verf. die Theorie der Schallübertragung durch eine Leitung, in die ein seitlicher Ansatz eingeschaltet ist, gegeben. In dem vorliegenden Artikel werden als Seitenzweige ein Helmholtzschcher Resonator und eine kleine Öffnung verwendet. In beiden Fällen wird zunächst die Theorie durch Angabe von Korrekturen für die Luftreibung in der Öffnung erweitert und dann mit dem Experiment verglichen; die Übereinstimmung ist außerordentlich gut. Eine Beschreibung der experimentellen Prüfeinrichtung wird in Aussicht gestellt (s. Phys. Rev. 28, Nov. 1926). Der Helmholtzschsche Resonator beeinflusst, als seitlicher Ansatz eingeschaltet, sehr stark die Schallübertragung, die in der unmittelbaren Nähe der Eigenperiode auf Null geschwächt wird; der Einfluß des Resonators (Dimensionen: Volumen 35,7 cm<sup>3</sup>, Öffnung 4 cm, Eigenperiode 600 Hertz) erstreckt sich über mehr als zwei Oktaven. Der zweite Fall, die seitliche Öffnung in der Hauptleitung, bewirkt eine starke Schallschwächung für die tiefen Frequenzen; diese Schallschwächung beruht, wie Theorie und Experiment erweisen, nicht auf einem Energieverlust durch Schallabstrahlung oder Gasreibung in der Öffnung, sondern in der Erzeugung

einer reflektierten Welle, die sich infolge der schlechten Anpassung des Wellenwiderstands der Leitung an den akustischen Widerstand (inertance) der Öffnung ausgebildet. Im Anschluß hieran bespricht Verf. noch kurz den Einfluß der seitlichen Löcher in Musikinstrumenten.

*E. Meyer.*

**G. W. Stewart.** The tube as a branch of an acoustic conduit: the special case of the Quincke tube. *Phys. Rev.* (2) **27**, 494—498, 1926, Nr. 4. Verf. befaßt sich in dieser Arbeit (s. die vorangehenden Referate) mit dem offenen und dem geschlossenen Rohre als Zweigleitung einer durchgehenden Längsleitung. Auch hier läßt sich auf Grund einer von Webster herrührenden Rechnung der akustische Widerstand der Zweigröhre (ohne Berücksichtigung der Luftreibung) bestimmen und damit die Schallübertragung der gesamten Anordnung berechnen. Die Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem Experiment ist recht gut. Infolge der nicht berücksichtigten Dämpfung wird die Schallübertragung für die Resonanzfrequenzen der Ansatzröhren nicht ganz auf den Wert Null geschwächt.

*E. Meyer.*

**Günter Hippe.** Ponderomotorische Wirkungen des Schalles auf Luftresonatoren. *Ann. d. Phys.* (4) **82**, 161—183, 1927, Nr. 2. (Gekürzte Dissertation.) Der Verf. arbeitete mit einer empfindlichen Torsionsanordnung ähnlich jener, die E. Meyer bei analogen Untersuchungen an Membranen benutzt hat (diese Ber. **6**, 93, 1925), die dem neuen Zwecke entsprechend verbessert wurde. Erst wird die Abhängigkeit der Gesamtkräfte von der Frequenz wiedergegeben, die die Telefonmembran auf zylindrische, einseitig geschlossene Resonatoren aus dünnem Aluminiumblech mit konischem Mundstück ausübt. In der Nähe der Eigenfrequenzen (um 500 Hertz) treten starke Abstoßungen auf, die den Reaktionskräften zugeschrieben werden, unterhalb der Resonanz macht sich Anziehung, oberhalb Abstoßung bemerkbar, die den Wechselwirkungskräften zugeschrieben werden. Je größer die Schallintensität, um so mehr überwiegen die Reaktionskräfte. Durch geeignete Wahl der Mundöffnungsform (am besten bei zylindrischen Mundstücken von 6 mm Länge) gelingt es, die Reaktionskräfte fast völlig auszuschalten, auch wenn die Resonatorenachse in die Richtung Schallquelle—Resonator fällt. Die dann erhaltenen Kurven für die Frequenzabhängigkeit sind viel symmetrischer und zeigen lineare Abhängigkeit der Kräfte von der Intensität. Auch die Schellbachschen Kräfte (vom Dichteunterschied herrührend) kann der Verf. noch absondern; merkliche magnetische Wirkungen sind nicht vorhanden. Mit zunehmendem Abstand wird das Maximum der Anziehung unterhalb der Resonanz flacher. Die absolute Größe der Kräfte ist von der Ordnung 0,01 Dyn. — Es wird auch ein sehr wirksamer Demonstrationsapparat für die ponderomotorischen Wirkungen beschrieben: Eine ausbalancierte Holzstange ist auf einer Stahlspitze drehbar und trägt an einem Ende den Resonator und als dessen Boden das anregende Telefon auf der anderen Seite im Gegengewicht. Die Stromzuführung erfolgt in Achsennähe durch zwei konzentrische Quecksilberinnen.

*Cermak.*

**Satyendra Ray.** On the large motion of the nodes of a string and an air column. *Phys. Rev.* (2) **28**, 1321—1326, 1926, Nr. 6. C. V. Raman hat festgestellt, daß die Knoten einer mit der Stimmgabel zur Schwingung erregten Saite in Richtung der Saite Bewegungen ausführen, deren Amplitude Beträge bis ein Viertel der Wellenlänge annimmt. Der Verf. erklärt diese Erscheinung aus der Interferenz der hinlaufenden Welle von der Länge  $\lambda$  und der reflektierten  $\lambda_1$ , wobei die Wellenlängenänderung durch die Energieabsorption



ter Wand bedingt wird. Die Betrachtungen lassen sich auch auf die Luftschwingungen im Kundrohr anwenden und machen da ein von Barton beschriebenes Wandern der Staubfiguren verständlich. *Cermak.*

**Arciero Bernini.** Fenomeni acustici che si ascoltano quando un aereo è in volo. S.-A. Atti Soc. Ligustica di Genova **6**, 8 S., 1927, Nr. 1. Der Verf. bespricht die Möglichkeiten, aus den Motorgeräuschen eines Flugzeugs Schlüsse zu ziehen auf Art und Bewegungsrichtung des Flugzeugs: die Änderungen des Motorgeräusches, die durch Beschleunigung, Steigen, Fallen bedingt sind; die Intensitätsänderungen, die langzeitig und unperiodisch sind und nach dem Urteil des Verf. von einer Interferenz der direkten Geräusche mit den irgendwo reflektierten herrühren; die regelmäßigen Intensitätsänderungen, die nur bei zweimotorigen Flugzeugen auftreten und nach Art der Schwebungen zu erklären seien; und schließlich das Murrayphänomen, das auftritt, wenn ein Flugzeug über uns hinwegfliegt und wir dabei den Kopf rasch der Erde nähern, und in einer Tonhöhenänderung von mehreren Oktaven bestehen kann. Da dieses Phänomen auch bei abgestelltem Motor wahrnehmbar, kann es nach dem Verf. nur die Geräusche der Luftschraube zur Ursache haben, deren Teiltöne bei der Reflexion am Erdboden zu stehenden Wellen Anlaß geben. *Cermak.*

**G. I. Taylor.** The Singing of Wires in a Wind. Nature **113**, 536, 1924, Nr. 2841. Verf. fand, daß die schnelle Hin- und Herbewegung einer Gabel (zum Rosten von Brotscheiben), die vier Zinken von 8 cm Länge, 0,25 cm Durchmesser und 2,2 cm Abstand hatte, durch die Luft nur dann einen singenden Ton gab, wenn die Bewegungsrichtung in der Ebene der Zinken lag, während senkrecht dazu kein Ton zu vernehmen war. Dieses Ergebnis ist nicht zu erwarten, weil das Singen durch die Wirbel hervorgerufen wird, die sich im Sog des Drahtes bilden und die geschwächt werden sollten, wenn ein Draht hinter dem anderen her bewegt wird. *Güntherschulze.*

**W. N. Philipps.** Practical Results with Chromium Plating. Amer. Machin. **66**, 168, 1927, Nr. 4. Das Verchromen hat sich in der Praxis gut bewährt. Lehren werden mit  $5 \cdot 10^{-4}$  Zoll Untermaß hergestellt und auf genaues Maß oder auf Übermaß verchromt; im letzteren Falle werden sie dann auf Sollmaß geschliffen. Nach Abnutzung werden die Lehren nachgearbeitet und von neuem verchromt. Die Lebensdauer soll 2- bis 25mal größer sein als bei Lehren aus gehärtetem Stahl. Auch Feilen und Lagerwellen werden vorteilhaft verchromt. *Berndt.*

**Henry Simon.** Gage for Testing Parallelism of Blades. Amer. Machin. **66**, 29, 1927, Nr. 1. Der Prüfling wird auf einer ebenen Fläche hochkant unter dem Meßbolzen eines Fühlhebels verschoben und dabei durch zwei senkrecht stehende Zylinder geführt, die seiner Dicke entsprechend eingestellt werden. *Berndt.*

**J. Coventry.** For the Projector. Amer. Machin. **66**, 49 E—50 E, 1927, Nr. 4. Es wird auf die Vorteile hingewiesen, welche die Verwendung des Gewinde-Projektionsapparats in der Werkstatt bietet. *Berndt.*

**Ernst Schmidt.** Untersuchungen über Fundamentalschwingungen. ZS. d. Ver. d. Ing. **67**, 33—35, 1923, Nr. 2. Die durch die periodischen Kräfte von Maschinen hervorgerufenen Fundamentalschwingungen werden mittels der in der Elektrotechnik üblichen graphischen Darstellung oszillierender Größen durch Vektoren untersucht. Die Eigenschaften eines Fundaments lassen sich

durch die sogenannte Fundamentfunktion darstellen, die für jeden Freiheitsgrad die von der oszillierenden Kraft von der Amplitude 1 hervorgerufene Bewegung des Fundaments nach Größe und Phase für alle Frequenzen angibt. Es wird ein Versuchsverfahren beschrieben, das die Fundamentfunktion aufzunehmen gestattet, und Versuchsergebnisse mitgeteilt. Mit einer ähnlichen Anordnung wird das Verhalten elastischer Maschinenunterlagen aus Kork, Korkstein und Kautschuk untersucht. Bei bekannter Fundamentfunktion lassen sich die Schwingungen der Maschine und des Fundaments graphisch darstellen und der Einfluss der Vergrößerung der Maschinen und Fundamentmasse und die Wirkung elastischer Unterlagen vorausberechnen.

*Güntherschulze*

**Josef Geiger.** Im Eigentakt arbeitende schwingungsfähige Systeme. ZS. d. Ver. d. Ing. **67**, 344—345, 1923, Nr. 14. Verf. gibt Beispiele von Fällen, in denen das von Schieferstein angegebene Resonanzverfahren bereits angewandt worden ist. Die Aussichten für die weitere Anwendung des Verfahrens werden besprochen.

*Güntherschulze*

**J. Geiger.** Berechnung der Schwingungserscheinungen an Turbodynamos. ZS. d. Ver. d. Ing. **67**, 287—288, 1923, Nr. 12. Es werden Formeln zum Berechnen der Eigenfrequenz der aus Pfeilern und Trägern bestehenden Fundamente von Turbodynamos gegeben.

*Güntherschulze*

Application of the Firth Hardometer. Amer. Machin. **66**, 58 E—59 E, 1927, Nr. 5. Der Härtemesser ist eine Kombination von Brinellpresse und Ablesemikroskop. Der Druck wird durch ein Handrad bewirkt und durch Federkraft gemessen. Die Bewegung des Handrades wird bei Erreichung des Druckes automatisch gehemmt. Die Kugeln lassen sich auswechseln, auch gegen einen Diamanten.

*Berndt*

#### 4. Aufbau der Materie.

**G. Breit.** A suggestion of an explanation of the long life of metastable atoms. Phys. Rev. (2) **29**, 361, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die Lebensdauer metastabiler Atomzustände wird durch Berücksichtigung der Strahlung höherer (z. B. Quadrupol-) Momente abgeschätzt. Es ergeben sich Werte von der Größenordnung 1 Sek.

*A. Unsöld*

**W. P. Allis and H. Müller.** Wave theory of the electron. Phys. Rev. (2) **29**, 361, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.)

*A. Unsöld*

**H. Busch.** Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axial symmetrischen elektromagnetischen Felde. Ann. d. Phys. (4) **81**, 974—993, 1926, Nr. 25. [S. 1054.]

**Léon Brillouin.** Peut-on décélérer directement le moment magnétique de l'électron? C. R. **184**, 82—84, 1927, Nr. 2. [S. 1005.]

*Gerlach*

**Georg v. Hevesy.** Die seltenen Erden vom Standpunkt des Atombaues. Mit 15 Abbildungen. VIII u. 140 S. Berlin, Verlag von Julius Springer 1927. (Sammlung: Struktur der Materie in Einzeldarstellungen, herausgegeben von M. Born und J. Franck, V.) Inhalt: Die Elemente der seltenen Erden



in periodischen System. Überblick über das chemische Verhalten der seltenen Erden. Gesetzmäßigkeiten innerhalb der Gruppe der 14 Ceride. — Die Atomgewichte. Der analytische Nachweis der seltenen Erden. Über die Trennung der seltenen Erden. Die Größe der Ionen der seltenen Erden und deren Bedeutung für Isomorphie und Polymorphie. Das Vorkommen und die Häufigkeit der seltenen Erden. Die Geschichte der Entdeckung der seltenen Erden. *Scheel.*

**G. Dymond.** On electron scattering in Helium. *Phys. Rev.* (2) **29**, 33—441, 1927, Nr. 3. Siehe diese Ber. S. 54. *Güntherschulze.*

**Richard Rudy.** Electrical and thermal conductivity and periodic system of elements. *Journ. Frankl. Inst.* **203**, 459—460, 1927, Nr. 3. Verf. weist darauf hin, daß hohe Leitfähigkeit der Metalle im festen Zustand wahrscheinlich daran geknüpft ist, daß sich in der äußersten Schale im Normalzustand nur ein Valenzelektron befindet. In der Tat folgt aus spektroskopischen Daten, daß dieses bei Cr, Mo, W, die eine größere Leitfähigkeit haben, als nach ihrer Stellung im periodischen System zu erwarten ist, der Fall ist. Voraussetzung ist dabei allerdings, daß sich die äußersten Bahnen beim Übergang der Atome in den festen Zustand nicht wesentlich ändern. *Güntherschulze.*

**J. D. van der Waals Jr.** Prolegomena to a Theoretical Atomism. *Proc. Amsterdam* **29**, 899—900, 1926, Nr. 7. In der Quantenmechanik wird dem freien Elektron eine ebene Welle zugeordnet, deren zeitliche Abhängigkeit durch  $e^{i\nu t}$  gegeben ist. Verf. schlägt vor, der räumlichen Begrenzung des Elektrons dadurch Rechnung zu tragen, daß man diesen Faktor durch  $e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}} = e^{-\mathbf{r}^2}$  ersetzt (= Abstand von der Mitte des Elektrons). *A. Unsöld.*

**W. Aston.** The Constitution of Mercury Derived from Coal Tar. *Nature* **119**, 489, 1927, Nr. 2996. Bei der Destillation von Steinkohlenteer wird Quecksilber gewonnen. Es ist im Verhältnis 1:7 · 10<sup>6</sup> darin enthalten. Verf. untersucht das Massenspektrum dieses Quecksilbers. Es war in jeder Hinsicht das gleiche wie das des gewöhnlichen Quecksilbers. *Güntherschulze.*

**Kasarnowsky.** Die Elektronenaffinität des Wasserstoffs. *ZS. f. phys.* **38**, 12—21, 1926, Nr. 1/2. Berichtigung, ebenda **39**, 945, 1926, Nr. 12. Der Versuch von Joos und Hüttig (*ZS. f. Elektrochem.* **32**, 201, 294, 1926; siehe Ber. **7**, 1575, 1926), die Elektronenaffinität  $E_H$  des Wasserstoffs mit Hilfe des Bornschen Kreisprozesses und der Bornschen Gitterenergieformel für Alkalihalogenide aus den Dichten der Alkalihydride zu berechnen, wird wegen der Unsicherheit der Moissansehen Dichtewerte und wegen der Differenzen zwischen experimentellen und theoretischen Gitterenergien  $U$  der Li-Salze bemängelt. (Anm. des Ref.: Diese Differenzwerte sind sehr unsicher, weil in den „experimentellen“  $U$ -Werten der Li-Salze eine rohe Schätzung der Sublimationswärme des Li-Metalls steckt.) Der Vergleich der Gitterenergien von Li-Salzen mit denen derjenigen Alkalihalogenide, die gleiches Molvolumen haben, führt zu einer Feststellung über den Gang der Abstoßungsenergien bei Ionen mit 2- und 8-Schale; diese wird auf Hydride übertragen und zur Aufstellung des Satzes benutzt: „Die Gitterenergie eines Alkali-Erdalkali-) Hydrids ist nahezu gleich der Gitterenergie eines entsprechenden Halogenids von gleichem Gittertypus und gleichem Molvolumen.“ Aus diesem Satze und den Molekularvolumina wird sodann gefolgert, daß die Gitterenergien  $U$  der Hydride von Li, Ca (und Ba) denen der Fluoride etwa gleich sind, die sich

mit den Bornschen Gleichungen berechnen lassen. Der Kreisprozeß ergibt mit diesen  $U$ -Werten für die Differenz von Elektronenaffinität  $E_H$  und Dissociationswärme  $D_H$ :  $E_H - D_H = -62 \pm 4$ . Daraus folgt mit  $D_H = 44$   $E_H = -22$  kcal pro g-Atom. Nebenbei ergibt sich  $E_F - D_F = 64 \pm 3$  kcal. Der Wert für  $E_H$  wird zu stützen gesucht durch Betrachtungen über die Ionengröße und Hydratationswärme von  $H^-$  und  $F^-$ , die zur Schätzung der Gitterenergie von  $NaH = 220$  kcal und damit zur Berechnung von  $E_H - D_H = -59$  kcal führen. Schließlich wird das Molekularvolumen von  $NaH$  aus den Linearkorrelationen zu berechnen versucht, die die Molekularvolumina der Alkalihalogenide verknüpfen, und damit wieder  $U_{NaH} = 220$ ,  $E_H - D_H = -59$  kcal  $\pm$  etwa 20 kcal gefunden.

Grimm

**G. Joos und G. F. Hüttig.** Zur Frage nach der Elektronenaffinität des Wasserstoffatoms. (Bemerkung zu der Arbeit von J. Kasarnowsky, ZS. f. Phys. **39**, 473, 1926, Nr. 5/6. Über die gegen die Berechnung der Elektronenaffinität des Wasserstoffs von Kasarnowsky (s. vorstehendes Referat) gemachten Einwände kann erst entschieden werden, wenn die von Moissan bestimmte Dichte von  $NaH$  nachgeprüft ist.

Grimm

**G. Joos und G. F. Hüttig.** Zur Frage der Elektronenaffinität des Wasserstoffs. ZS. f. Phys. **40**, 331–332, 1926, Nr. 3/4. Brodkorb (Dissertation, Jena 1926) hat  $NaH$  röntgenographisch untersucht. Er findet  $NaCl$ -Gitterkonstante  $5,55 \text{ \AA}$ , Molekularvolumen  $25,9 \text{ ccm}$ , Dichte  $0,927$  gegen  $0,92$  bei Moissan. Damit ist bewiesen, daß das von Kasarnowsky (s. obiges Referat) benutzte, durch Extrapolation gewonnene Molekularvolumen von  $NaH = 15,15 \text{ ccm}$  falsch ist. Die von Kasarnowsky benutzte Überlegung zur Berechnung der Gitterenergien von Hydriden führt nunmehr zu  $U_{NaH} = 186$  kcal. Daraus folgt  $E_H - D_H = -24$  und  $E_H = +15$  gegen  $E_H - D_H = -62$  und  $E_H = -23$  bei Kasarnowsky. Die große Diskrepanz wird darauf zurückgeführt, daß Kasarnowsky seinen Satz von der Gleichheit der Gitterenergien von Hydriden und Halogeniden auf andere Fälle angewendet als bei der Ableitung vorgesehen waren. — Die bisherigen Berechnungen von  $E_H$  ergeben mit  $D_H = 40$  kcal: Fajans (ZS. f. Elektrochem. **26**, 493, 1920)  $+36$  kcal pro g-Atom; Joos und Hüttig (ZS. f. Elektrochem. **32**, 201, 1926)  $+30$  kcal pro g-Atom; Joos und Hüttig, Berechnung nach Kasarnowsky  $+15$  kcal pro g-Atom; Joos und Hüttig, korrigierter Modellwert  $+33$  kcal pro g-Atom. Mit dem neuen Wilmerschen Werte (E. Witmer, Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 238, 1926)  $D_H = 50$  erhöhen sich alle Zahlen bis auf die letzten um 10 kcal.

Grimm

**Enos E. Witmer.** Critical potentials and the heat of dissociation of hydrogen as determined from its ultra-violet band spectrum. Phys. Rev. (2) **28**, 1223–1241, 1926, Nr. 6. Der wesentliche Inhalt dieser Arbeit ist bereits referiert (diese Ber. S. 229) nach einer anderen Publikation des Verfassers (Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 238, 1926). Die vorliegende Publikation enthält außerdem genaue Wellenlängenangaben der Bandenlinien. Die Frequenzen der Lyman-Witmer-Bande lassen sich darstellen durch die Formel

$$\nu = 94075 - 4267 n'' + 113,5 n''^2.$$

Außerdem werden neue, von Lyman in Emission beobachtete Banden angegeben, die von einem neuen Anfangszustand ausgehen und zu demselben Endzustand führen wie die Lyman-Witmer-Bande. In einer Nachschrift wird darauf hin-



wiesen, daß aus den Absorptionsaufnahmen von Dieke und Hopfield (ZS. Phys. 40, 299, 1926) hervorgeht, daß der Anfangszustand der Lyman-Witmer-Banden nicht die Schwingungsquantenzahl  $n' = 0$ , sondern  $n' = 3$  hat. Damit wird der Wert der kleinsten Anregungsspannung des  $H_2$ -Moleküls 11,1 Volt. Außerdem gibt es dann eine Anregungsstufe bei 12,2 Volt. Aus diesen neuen Daten berechnet Verf. die Ionisierungsspannung des  $H_2$ -Moleküls zu 15,78 bzw. 15,86 Volt.

W. Grotrian.

George Glockler, Warren P. Baxter and Robert H. Dalton. The activation of molecular hydrogen by electron impact. Journ. Amer. Chem. Soc. 74, 58—65, 1927, Nr. 1. Die Anordnung ist so getroffen, daß gleichzeitig mit dem Elektronenstoßdiagramm die Druckabnahme im Versuchsgefäß gemessen werden kann. Man findet, daß die Druckabnahme einsetzt bei 11,4 Volt, was gleich der erste Knick in der Stromkurve auftritt. Dieser Wert entspricht der Resonanzspannung des Wasserstoffs, mit steigender Spannung wächst die Aktivierung dauernd an bis zum Ionisationspotential. Aus einer Dampfdruckbestimmung wird geschlossen, daß der aktivierte Wasserstoff unter Reduktion zu Kupferoxyd Wasser bildet.

Elsasser.

J. Moles. Die Masse des Normalliters und die Kompressibilität des Ammoniaks. Anales soc. espanola Fis. Quim. 24, 717—730, 1926. Kritik der bisherigen Messungen bezüglich der Reinigungs- und Meßmethoden und Fehlerquellen. Die Werte werden teilweise neu auf normale Verhältnisse umgerechnet. Die Übereinstimmung ist schlecht und für N ergäbe sich aus dem Mittel der Werte At.-Gew. = 13,993, also zu tief. Nur neue Messungen aus dem Bureau of Standards geben einen höheren Wert: 14,004. Als wahrscheinlichsten Wert für die normale Dichte nimmt Verf. 0,7715 an, für  $1 + \lambda$  1,01532, jedoch sollen diese noch nachgeprüft werden.

\*R. K. Müller.

John A. Messenger. The significance of certain critical potentials of mercury in terms of metastable atoms and radiation. Phys. Rev. (2) 28, 962—975, 1926, Nr. 5. Die kritischen Potentiale von Hg-Atomen werden in Wiederholung der Versuche von Franck und Einsporn untersucht mit einer Anordnung, die es gestattet, zu unterscheiden, ob die auf der Auffangplatte ausgelösten Elektronen vom auffallenden ultravioletten Lichte oder von auftreffenden metastabilen Atomen herrühren. Zu diesem Zwecke können Filterplatten aus Quarz oder Kalkspat zwischen das erregende System (Glühkathode und Drahtnetz) und das Auffangsystem (photoelektrische Platte und Drahtnetz) eingeschoben werden. Außerdem werden Auffangplatten aus Ni und Al verwendet, die eine verschiedene photoelektrische Empfindlichkeit haben. Es werden die Stromspannungskurven mit und ohne Filter verglichen. Die Differenz der Ströme gibt ein Maß für die relative Zahl metastabiler Atome, die bei jeder Spannung erzeugt werden. Bei allen von Franck und Einsporn gefundenen Knickspannungen, mit Ausnahme von 5,76, 6,73 und 8,35 Volt, ergibt sich ein Anwachsen in der Bildung metastabiler Atome. Die bisher unerklärten Knicke bei 6,04, 6,30, 7,12, 7,46 und 8,09 Volt sind hauptsächlich durch die Bildung metastabiler Atome verursacht. Die Differenz zwischen den Kurven mit Quarz- und Kalkspatfenster ist ein Maß für die Strahlung zwischen  $\lambda = 1650$  und  $200 \text{ \AA.-E.}$  In diesem Gebiet liegen die Molekülbande  $\lambda = 2140$  und die Atomlinie  $\lambda = 1849 \text{ \AA.-E.}$  Diese letztere verursacht nicht nur den Knick bei 6,7 Volt, sondern auch den bei 8,35 Volt. Der Knick bei 7,73 Volt wird als ein von der

Strahlung verursachter Mittelwert der beiden kritischen Spannungen 7,69 und 7,83 Volt aufgefaßt. Wegen vieler Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden.

W. Grotrian

**Harold W. Webb.** The metastable state in mercury vapor. Phys. Rev. (2) **24**, 113—128, 1924, Nr. 2. Die Lebensdauer der durch 4,9-Volt-Elektronen angeregten Hg-Atome bis zur Emission von Strahlung wird untersucht in einem Vakuumrohr mit Glühdraht *F*, zwei Drahtnetzen *G* und *H* und Auffangplatte *P*. Den zwischen *F* und *G* einerseits, *H* und *P* andererseits angelegten Gleichspannungen werden Wechselfspannungen so überlagert, daß die Elektronen (zur Anregung erforderliche Geschwindigkeit nur in einer Halbperiode erreichen und der Strom zum Elektrometer im gleichen Rhythmus seine Richtung ändert. Infolge der Zeit, die zwischen Anregung und Lichtemission vergeht, ergibt sich eine Abnahme des Photostromes bei wachsender Frequenz. Die Kurve hat ein Minimum bei 1800 Perioden für einen Abstand von 17 mm zwischen den beiden Drahtnetzen und bei 3800 Perioden für einen Abstand von 8,5 mm. Eine Abhängigkeit vom Druck läßt sich innerhalb 0,003 und 0,032 mm nicht feststellen. Hieraus folgt, daß die Zeitdifferenz zwischen Anregung und Auslösung der ersten Elektronen auf der Platte *P* etwa  $\frac{1}{3600}$  und  $\frac{1}{7600}$  Sec ist. Eine theoretische Diskussion zeigt, daß die Diffusion der Strahlung durch wiederholte Emission und Reabsorption für die Erklärung dieser Resultate nicht in Frage kommt. Dagegen erhält man Übereinstimmung zwischen Beobachtung und solchen Berechnungen, die auf der Annahme beruhen, daß Atome in einem metastabilen Zustand zu der photoelektrischen Platte wandern und dort ihre Energie abgeben, wobei ein Elektron emittiert wird. Verf. schließt, daß durch den 4,9-Volt-Stoß metastabile angeregte Atome gebildet werden, und daß diese beim Auftreffen auf *P* für die Auslösung der Elektronen verantwortlich zu machen sind. Da bei diesen Versuchen nur Atome im  $2p$  Zustand gebildet werden und diese nicht metastabil sind, bleibt es unklar, um was für metastabile Zustände es sich handelt.

W. Grotrian

**Charles W. Jarvis.** Ionization and resonance potentials in gallium and indium. Phys. Rev. (2) **29**, 442—450, 1927, Nr. 3. Die kritischen Spannungen von Ga und In wurden nach der Methode des unelastischen Stoßes bestimmt. Benutzt wurde eine einfache Röhre mit drei Elektroden und die Hertzsch Differentialröhre teils als Drei-Elektrodenröhre, teils als Vier-Elektrodenröhre. Die Ionisierung wurde mit Hilfe dreier Methoden, der abgeänderten Raumladungsmethode, der Lenardmethode und der Methode der Änderung des Widerstandes der Gasstrecke ermittelt. Die erhaltenen Kurven werden mitgeteilt. Es ergab sich

Ga		In	
Spannung Volt	Niveaus	Spannung Volt	Niveaus
3,07	$2p_2 - 2s$	0,30	$2p_2 - 2p_1$
4,22	$2p_2 - 3d_2$	3,03	$2p_2 - 2s$
2,70	$2p_1 - 2s$	4,07	$2p_2 - 3d_2$
3,80	$2p_1 - 3d$	2,8	$2p_1 - 2s$
5,8	Ionisierung	6,3	Ionisierung
13,2		14,1	

Für die Ionisierungspotentiale wird eine Genauigkeit von  $\pm 0,5$  Volt angegeben.

Güntherschulz



**B. Bazzoni and C. T. Chu.** Soft x-rays from tungsten. Journ. Frankl. Inst. 197, 183—197, 1924, Nr. 2. Nach einer sehr ausführlichen Darlegung der Bohrschen Atomtheorie und ihrer Aussagen über die Röntgenstrahlung beschreiben Verf. ihre Versuche über die weiche Röntgenstrahlung von Wolfram, die eine Fortsetzung der Untersuchungen von Richardson und Bazzoni sind. Es wird die gleiche Apparatur verwandt, wie von diesen Forschern (Phil. Mag. 2, 1015, 1921). Sie fanden die kritischen Spannungen 33,6 bzw. 34,6 Volt  $\gamma_1$ -Niveau, 36,6 Volt  $N_2$ -Niveau, 39,2 Volt  $O_{3,4}$ -Niveau. Als Genauigkeit der Messungen wird 1 Volt angegeben.  
*Güntherschulze.*

**I. D. Smyth, G. P. Harnwell, T. R. Hogness and E. G. Lunn.** Collisions of the Second Kind between Ions and Atoms or Molecules. Nature 119, 85—86, 1927, Nr. 2985. Unabhängig, aber in gegenseitiger Übereinkunft wurden von den beiden ersten und den beiden letzten Autoren folgende Versuche angestellt: Eine Apparatur, wie sie zur magnetischen Analyse durch Elektronenstoß gebildeter Ionen von den Autoren in einer Reihe von Arbeiten verwendet worden ist, wird mit einer Mischung von zwei Gasen mit gleichen Mengen der einzelnen Gase gefüllt. Die Gase wurden durch Elektronenstoß bombardiert, wobei die Elektronen Geschwindigkeiten haben, die größer sind als die Ionisierungsspannungen beider Gase. Die relativen Mengen der beiden gebildeten Ionen werden bestimmt als Funktion des Druckes der Gasmischung. Dabei ergibt sich, daß der relative Betrag der Ionen mit höherer Ionisierungsspannung gleichmäßig mit wachsendem Druck abnimmt. Diese Erscheinung kann nur erklärt werden durch die Annahme, daß die Ionen mit der höheren Ionisierungsspannung beim Zusammenstoß mit neutralen Atomen oder Molekülen kleinerer Ionisierungsspannung diesen ein Elektron entreißen. Der Überschuß an Energie wird in kinetische Energie umgesetzt. Es konnten folgende Prozesse nachgewiesen werden:  $He^+ + Ne = Ne^+ + He$ ,  $Ne^+ + A = A^+ + Ne$ ,  $A^+ + NO = NO^+ + A$ ,  $Fe^+ + NO = NO^+ + He$ . Die Ionisierungsspannungen sind  $He = 24,5$ ,  $Ne = 21,5$ ,  $A = 15,4$ ,  $NO = 9$  Volt. Mit abnehmendem Druck werden diese Reaktionen immer seltener, und das Verhältnis der relativen Beträge der beiden Ionen, extrapoliert auf den Druck Null, ist dasjenige, welches der reinen Elektronenstoßanregung entspricht. Dies extrapolierte Verhältnis gibt die relativen Wahrscheinlichkeiten für die Ionisation verschiedener Atome bzw. Moleküle durch Elektronenstoß. Die diesbezüglichen Ergebnisse sind im Einklang mit denen von I. T. Compton und van Voorhis.  
*W. Grotrian.*

**Howard J. Lucas.** Electron displacement in carbon compounds. IV. Derivatives of benzene. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1827—1838, 1926, Nr. 7. Der Verf. geht von der Bohrschen Vorstellung elliptischer Bahnen anteiliger Elektronen aus und schließt, daß die Verschiebung einer Bahn in einem Teil des Moleküls Verschiebung anderer Bahnen in derselben allgemeinen Richtung bewirkt. Diese Folgerung wird auf Paulings Benzolmodell (bestehend aus Elektronenbahnen um die sechs C—H-Bindungen, um die sechs C—C-Bindungen und um die drei Para-Bindungen) angewandt und dient zur Aufstellung von verschobenen Formeln für die Benzolderivate. Diese Formeln bringen die relativen Anziehungskräfte zwischen den Kohlenstoffkernen und den in den C—H-Bindungen vorhandenen Elektronen zum Ausdruck und veranschaulichen die relativen Reaktivitäten substituierter Benzylchloride und -bromide, wie überhaupt die Substitutionsregeln von Benzolderivaten.  
*Kauffmann.*

**Arthur Bramley.** Maxwell's equations and atomic dynamics. Journ. Frankl. Inst. 202, 775—808, 1926, Nr. 6. [S. 1001.]  
*Unsöld.*

**Joseph W. Ellis.** Infra-red absorption by the N—H bond. I. In aniline and alkyl anilines. Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 347—360, 1927, Nr. 1. [S. 1083.]

**Willard H. Bennet and Farrington Daniels.** Infra-red absorption spectra II. The chloro-acetic acids. Journ. Amer. Chem. Soc. **49**, 50—57, 1927, Nr. 1. [S. 1084.] *Dreisch*

**Jacob Kunz, John B. Taylor, Worth H. Rodebush.** The magnetic properties of atoms. Science (N. S.) **63**, 550—551, 1926, Nr. 1639. [S. 1005.] *Gerlach*

**Irving Langmuir.** Flames of atomic hydrogen. Science (N. S.) **62**, 464—464, 1925, Nr. 1612. [S. 1051.] *Güntherschulze*

**F. G. Mann and W. J. Pope.** A Novel Type of Optically Active Complex Metallic Salt. Nature **119**, 351, 1927, Nr. 2992. [S. 1074.] *Kauffmann*

**N. Seljakow, J. Kurdumoff and N. Goodtzov.** Tetragonal Structure of Carbon Steel. Nature **119**, 494, 1927, Nr. 2996. Verf. fanden folgende Werte für das raumzentrierte tetragonale Kristallgitter von Kohlenstoffstahl, der in Wasser abgeschreckt war:

Kohlenstoffgehalt Proz.	Abschrecktemperatur $T$ °C	$c$	$a \cdot 10^8$ cm	$b \cdot 10^8$ cm
0,8	1100	1,027	2,851	2,920
1,0	1100	1,051	2,843	2,987
1,2	1000	1,058	2,848	3,010

$a$  und  $b$  sind die Kristallachsen,  $c = a/b$  ihr Verhältnis. Verf. kommen zu dem Schluß, daß die beobachtete tetragonale Struktur des Stahles eine feste Lösung von Kohlenstoff in dem raumzentrierten tetragonalen Gitter der Metallatome ist.

*Güntherschulze*

**J. Laissus.** Cémentation des alliages ferreux et cuivreux par le tungstène, le molybdène et le tantale. C. R. **182**, 1152—1154, 1926, Nr. 19. Stahl mit 0,15 Proz. C wurde in pulverisiertem Ferro-Molybdän eingesetzt. Mikrophotographisch ergab sich von innen nach außen: 1. eine Zone fester Lösung (Verschwinden des Perlits); 2. eine glänzende Zone aus fester Lösung und einer Verbindung (wahrscheinlich  $\text{Fe}_3\text{Mo}_2$ ), deren Dicke mit steigender Erhitzungsdauer und -temperatur zunahm. Beim Einsetzen in pulverisiertem Ferrotantal nahm die Dicke der ersten Zone (der festen Lösung) mit wachsender Erhitzungsdauer und -temperatur ab; die äußere, stärker angreifbare Zone bestand gleichfalls aus fester Lösung und enthielt von 1000° ab eutektische Stellen; ihre Dicken wuchs mit steigender Erhitzungsdauer und -temperatur. Beim Einsetzen von Elektrokupfer und Messing mit 71 Proz. Cu in W, Mo und T ergaben sich zementierte Schichten, deren Dicke gleichfalls mit der Erhitzungsdauer und -temperatur anstieg, deren Struktur aber schwer aufzulösen war.

*Berndt*

**Fhr. v. Göler und G. Sachs.** Gefüge und Festigkeitseigenschaften von sehr reinem Aluminium. ZS. f. Metallkde. **19**, 90—93, 1927, Nr. 3. Vor sehr reinem Al (99,9 Proz.) und handelsüblichem (99 und 98,7 Proz.) wurden Drähte gezogen, eine halbe Stunde geglüht und abgeschreckt. Die Röntgenstrahlenuntersuchung zeigte, daß die Rekristallisation bei allen drei bei 200



einsetzte, und daß Grobkristallisation beim 99,9proz. Al bei etwa 400°, bei den beiden anderen dagegen erst oberhalb 600° erfolgte. Durch die Verunreinigungen wurde die durchschnittliche Korngröße herabgedrückt, außerdem aber die Entstehung einzelner großer Kristalle gefördert. Die Gitterteilchen stellten sich mit der Würfelebene parallel zur Drahtachse. Bei den beiden weniger reinen Al-Sorten trat durch die Rekristallisation weitgehende Unordnung ein. Bei allen drei Al-Sorten änderten sich die mechanischen Eigenschaften des kaltverformten Werkstoffs durch Glühen bis 100° nur wenig, zwischen 100 und 150° erheblich. Durch Glühen bei 250 bis 300° trat ein Kleinstwert der Festigkeit (7 kg/mm<sup>2</sup>), ein Höchstwert der Dehnung (45 Proz. auf 10 cm Meßlänge, 33 Proz. für die gleichmäßige Dehnung) und der Einschnürung (95 Proz.) auf; dabei beziehen sich die angegebenen Zahlen auf das 99,9proz. Al; sie sind für die Festigkeit kleiner, für die Dehnung und Einschnürung größer als bei den verunreinigten. Glühen über 300° bewirkte eine Härtung des Al, die aber für das 99,9proz. Al geringer war als für die beiden anderen Sorten. Danach dürften die Verunreinigungen bei Zimmertemperatur teilweise nicht mehr in fester Lösung stabil sein. Die Kornvergrößerung äußerte sich beim 99,9proz. Al in einem starken Abfall der Dehnung, während die Festigkeit und die Einschnürung nur wenig beeinträchtigt wurden.

*Berndt.*

**Arrigo Mazzucchelli e Lucia Tonini.** Sulla preparazione elettrolitica delle leghe antimonio-rame e antimonio-bismuto. *Lincei Rend.* (5) **32** [2], 290—292, 1923, Nr. 9. Eine vorläufige Mitteilung über die Herstellung von Antimon-Kupfer- und Antimon-Wismut-Legierungen auf elektrolytischem Wege. Kupfer gibt mit Sb die Verbindungen Cu<sub>2</sub>Sb und Cu<sub>3</sub>Sb, während Sb in Bi vollständig löslich ist. Die Versuche wurden mit 20proz. HCl-Lösung, in der die Metalle als Chlorüre gelöst waren, bei Siedetemperatur und rotierender Elektrode ausgeführt. Bei 20 bis 50 Proz. Kupfergehalt der Lösung ergibt sich ein brüchiger homogener Niederschlag von schön violetter Farbe, ähnlich der Verbindung Cu<sub>2</sub>Cl, die sich aus dem Schmelzfluß isolieren läßt. Sie enthält noch etwa 0,80 Proz. SbCl<sub>3</sub>. Bei wesentlich größerem Kupfergehalt des Bades bildet sich die Legierung Cu<sub>3</sub>Sb, die noch spröder ist und grau wie Graphit aussieht. Bei der Abscheidung von Sb und Bi ergaben sich Mischungsverhältnisse, die kontinuierlich in der gleichen Weise wie die Verhältnisse der Konzentrationen der Lösung schwankten.

*Güntherschulze.*

**Sophie Berkman, J. Böhm und H. Zoher.** Anisotropes Kupfer, Silber und Gold. *ZS. f. phys. Chem.* **124**, 83—96, 1926, Nr. 1/2. Die Untersuchung der Anisotropie dieser Metalle geschah mit Ramiefasern, welche mit diesen Metallen dichroitisch angefärbt wurden. Allgemein zeigt sich ein Dichroismus als Anisotropie: Das in der Längsrichtung der Kolloidteilchen schwingende Licht wird im langwelligen Spektralgebiet stärker, im kurzwelligen schwächer absorbiert, als das senkrecht dazu schwingende. Das parallel zur Längsrichtung schwingende Licht wird schwächer gebrochen, wodurch die anomal dispergierte Doppelbrechung beobachtet wird. Der Vorzeichenwechsel der Absorption erfolgt bei den Fasern um so mehr im Langwelligen, je stärker sich die Absorption dahin verschiebt. Bei Silber- und Goldsolen trifft dies nicht zu. — Die Achsen der in Ramiefasern eingelagerten regulären Silber- und Goldteilchen sind völlig ungeordnet; somit muß hier für Stäbchenanisotropie entschieden werden. Hierzu werden noch für ein System mit 0,1 Volumproz. stäbchenförmigem Ag die Absorptionskonstante und der Brechungsindex des außerordentlichen und des

ordentlichen Strahles (in Vakuum, Benzol, Wasser usw.) und ihre Differenzen ( $k_a - k_0$  und  $n_a - n_0$ ) zusammengestellt und Berechnung mit Theorie in Einklang gebracht. *St. Handel.*

**A. A. Botschwar.** Über die Beziehung der Temperatur des Beginns des Kornwachstums zu der Schmelztemperatur der Metalle. *ZS. f. anorg. Chem.* **157**, 319–320, 1926, Nr. 4. Verf. stellt die Temperaturen zusammen, bei denen bei verschiedenen kalt bearbeiteten Metallen ein neues Korn wahrzunehmen ist ( $T_r$ ), und vergleicht sie mit den Schmelztemperaturen  $T_s$  der betreffenden Metalle. Es ergibt sich, daß der Faktor  $T_r/T_s$  (beide Temperaturen in absoluter Zählung) zwischen den Werten 0,35 und 0,59 schwankt, daß aber  $T_r$  nahezu linear von  $T_s$  abhängig ist. *H. Brandes.*

**O. Bauer und O. Vollenbruck.** Härtebestimmungen und Spannungsmessungen an Zink-Kupferlegierungen. *ZS. f. Metallkde.* **19**, 86–89, 1927, Nr. 3. Die Brinellhärte wurde an der ganzen Reihe der Cu-Zn-Legierungen im geglähten Zustand nach Erreichung des Gleichgewichts bestimmt. Im Bereich der  $\alpha$ -Mischkristalle stieg die Härte mit wachsendem Zn-Zusatz bis 35 Proz. kaum merklich an; die dann bis zur Mischkristallgrenze (39 Proz.) einsetzende Steigerung war auf nicht völlige Erreichung des Gleichgewichts zurückzuführen. Auch im Bereich der  $\alpha + \beta'$ -Mischkristalle (bis 46 Proz.) war die Härtezunahme nur gering, um dann aber im  $\beta'$ - und  $\beta' + \gamma$ -Bereich stark anzuwachsen, wobei der Höchstwert bei der Verbindung  $\text{Cu}_2\text{Zn}_3$  entsprechenden Zusammensetzung erreicht wurde. Von diesem aus fiel die Härte bis 87 Proz. Zn stark ab, blieb im  $\varepsilon + \eta$ -Bereich nahezu konstant, um darauf schnell auf die geringere Härte des reinen Zn zu sinken. Durch Abschrecken wurde die Härte im  $\alpha$ - sowie im  $\gamma + \beta$ -Gebiet kaum geändert, dagegen war sie im  $\alpha + \beta$ -, im  $\beta$ - sowie im  $\varepsilon + \eta$ -Gebiet deutlich höher. Das abgeschreckte Zn war deutlich härter als das langsam gekühlte. — Weiterhin wurden die Spannungen der Cu-Zn-Legierungen gegen die Normal-Kalomelektrode in 1proz. Kochsalzlösung bei 18° bestimmt. Bei ruhendem und bei bewegtem Elektrolyten ergaben sich keine Unterschiede. Im Bereich der  $\alpha$ -Mischkristalle bewirkte Zn-Zusatz keine merkliche Erhöhung nach der unedleren Seite hin; diese trat aber sprunghaft beim Auftreten der  $\beta$ -Phase ein, ferner innerhalb des  $\beta$ - und des  $\gamma$ -Gebiets, wobei die Verbindung  $\text{Cu}_2\text{Zn}_3$  aber nicht zum Ausdruck kam. Mit dem Auftreten der  $\varepsilon$ -Kristalle war ein weiterer starker Sprung nach der unedlen Seite hin verbunden; von 70 Proz. an erfolgte der weitere Anstieg auf das Potential des Zn nur langsam. *Berndt.*

**Karl Becker.** Der röntgenographische Nachweis von Kornwachstum und Vergütung in Wolframdrähten mittels des Debye-Scherrer-Verfahrens. *ZS. f. Phys.* **42**, 226–246, 1926, Nr. 2/3. Es werden die optischen und geometrischen Bedingungen festgelegt, unter welchen im Debye-Scherrer-Röntgenogramm eine Gitterverlagerung bis 0,05 Proz. der Gitterkonstanten sichtbar gemacht werden kann, und die Fälle besprochen, in welchen durch die Konvergenz des einfallenden Primärlichtes diese Erscheinung verwischt wird. Für alle Röntgenlinien, welche die Bedingung erfüllen, daß der Öffnungswinkel des konvergenten Primärbündels kleiner ist als die Differenz der Gleitwinkel der  $K\alpha_1$ - und  $K\alpha_2$ -Strahlung, ist die Aufspaltung des  $K\alpha$ -Dubletts ein Zeichen für ein normales Gitter, dagegen die Verwaschung des  $K\alpha$ -Dubletts ein Zeichen für ein deformiertes Gitter. Röntgenlinien, welche die obige Bedingung nicht erfüllen, müssen zur Charakterisierung von Gitterdeformationen ausscheiden. — Gezogene, vielkristalline Wolframdrähte zeigen unterhalb ihrer Rekristallisations-



schwelle von etwa  $1400^{\circ}$  bei 700 bis  $900^{\circ}$  (je nach dem Reinheitsgrad der Drähte) eine Kristallvergütung, welche sich mechanisch durch eine Entfestigung nachweisen läßt (vgl. Koref, ZS. f. Metallkde. 17, 213, 1924). Röntgenographisch läßt sich diese Vergütung als eine Gitterausglättung nachweisen. Denn die Aufspaltung des *Ka*-Dubletts nach kurzem Tempern auf 700 bis  $900^{\circ}$  und die Verwaschung des Dubletts vor dem Tempern zeigen den Übergang eines deformierten Gitters zu einem normalen Gitter an. — Wolframeinkristalldrähte, welche bis 70 Proz. ihres Durchmessers gezogen worden waren, vergüten nach Koref erst bei etwa  $2000^{\circ}$  und zeigen keinerlei Rekristallisationserscheinungen. Röntgenographisch ließ sich auch hier das Zusammenfallen von Vergütung und Gitterausglättung feststellen. Rekristallisation konnte auch röntgenographisch nicht beobachtet werden, selbst wenn die schwach gezogenen Einkristalldrähte zwei Stunden bei  $3100^{\circ}$  getempert worden waren. In allen Fällen hatte beim Ziehvorgang ein starker Gleitmechanismus eingesetzt. Doch ist auch der stark verlagerte Einkristall noch als solcher erhalten geblieben, da im Metallmikroskop keinerlei Korngrenzen sichtbar sind und Rekristallisationserscheinungen fehlen. Erst bei einer Deformation über 70 Proz. des Durchmessers tritt beides in Erscheinung. Dicke Einkristalldrähte vergüten bei tieferen Temperaturen bei gleichem Deformationsgrad als dünne Drähte. Die Ursache liegt wahrscheinlich darin, daß dicke Drähte in größeren Gleitpaketen gleiten als dünne Drähte, und da sich die Deformation hauptsächlich an der Oberfläche abspielt, der Kern gesunder bleibt. Dieser gesunde Kern übt dann bei der Vergütung eine impfende Wirkung auf die Oberfläche aus. — Aus anderweitigen Versuchen von Geiss und van Liempt (ZS. f. Metallkde. 18, 216, 1926) über die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit von Wolfram bei der Kaltbearbeitung wird geschlossen, daß diese Änderung der elektrischen Eigenschaften eine Funktion von Gitterverlagerungen ist, wie auch die mechanischen Eigenschaften eine Funktion von Gitterverlagerungen sind. Denn die größte Änderung der Leitfähigkeit wie auch der Reißfestigkeit tritt bei jener Temperatur ein, wo sich röntgenographisch die Gitterausglättung bei kalt gezogenen Drähten feststellen läßt, und strebt dann kontinuierlich einem Endwert zu. Die Änderung der physikalischen Eigenschaften kalt bearbeiteter Metalle bei der Vergütungstemperatur läßt sich somit durch den Rückgang von Gitterdeformationen zwanglos erklären. *K. Becker.*

**G. Tammann.** Zur Kenntnis der molekularen Zusammensetzung des Wassers. ZS. f. anorg. Chem. 158, 1—16, 1926, Nr. 1/2. Verf. untersucht die Rolle der verschiedenen Molekülararten des Wassers — welche unter entsprechenden Bedingungen in verschiedenen Konzentrationen vorliegen — bei der Ausbildung der physikalischen Konstanten desselben. Das Volumenminimum des Wassers bei  $0^{\circ}$  führte schon früher zur Annahme einer Molekülarart größten Volumens. Mit der Änderung der Konzentration dieser Molekülarart *I* durch Druck und Temperatur hat man die anomalen Volumenverhältnisse des Wassers erklärt. Zur Ermittlung des Zusammenhangs zwischen der Änderung der Eigenschaften des Wassers und der Konzentration der Molekülarart *I* wurde letztere thermodynamisch berechnet. Bei 0, 10, 20, 30,  $40^{\circ}$  beträgt diese 0,15, 0,12, 0,08, 0,06, 0,04 pro 1 g Wasser. — Die Kompressibilität des Wassers zeigt durch jene Einflüsse eine besonders starke Abnahme, durch welche auch die Konzentration der Molekülarart *I* abnimmt. Wachsender Druck verursacht eine starke Verarmung an der Molekülarart *I*, somit einen starken Abfall der Kompressibilität des Wassers, bei Drucken zwischen 2000 und  $2500 \text{ kg/cm}^2$  etwa auf ihren halben Wert. Über  $2500 \text{ kg/cm}^2$  sinken die Kompressibilitätswerte mit wachsendem Druck langsam weiter, wie es bei solchen normalen Flüssigkeiten geschieht, bei denen die Volumina

zweier Molekülarten wenig verschieden sind. Der Unterschied der Volumina der anderen Eisarten unter sich und dem Wasser ist sehr viel geringer als die Volumendifferenz zwischen der Molekülart *I* und aller anderen. Deshalb läßt sich gerade die Änderung der Konzentration an der Molekülart *I* mit *T* und  $\Delta v$  am bequemsten ermitteln. So ergeben sich die Volumenänderungen ( $\Delta v$ -Werte) bei der Umwandlung der Molekülart *I* auch aus den Volumenisoothermen des Wassers. Die Umwandlungsgleichung der Molekülart *I* (in andere Molekülarten) ergibt durch Berechnung für verschiedene Polymerisationsgrade für die Molekülart *I* die Molekulargröße  $(\text{H}_2\text{O})_6$ , wenn sie sich in  $2(\text{H}_2\text{O})_3$ , und  $(\text{H}_2\text{O})_9$ , wenn sie sich in  $9(\text{H}_2\text{O})$  spaltet. — Die Umwandlungswärme der Molekülart *I* kann aus der Änderung des Logarithmus ihrer Gleichgewichtskonstanten oder aus der Abhängigkeit der spezifischen Wärme des Wassers von der Temperatur berechnet werden. Sie ist größer als die Summe der im Wasser zwischen 0 und 400° frei werdenden Reaktionswärmen. Daraus folgt, daß im Wasser noch Reaktionen vor sich gehen, welche bei Temperatursteigerung Wärme entwickeln, wodurch die Wärmeabsorption bei der Spaltung der Molekülart *I* fast kompensiert wird. Der Einfluß der Molekülart *I* auf die Viskosität des Wassers wurde an Hand der Viskosität-Druck-Isothermen des Wassers ermittelt. Auch die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung des Wassers wird teils auf die Konzentrationsänderung der Molekülart *I* zurückgeführt. Die Betrachtung der Abhängigkeit des Brechungsvermögens von der Temperatur bestätigt gleichfalls die Annahme, daß mit sinkender Temperatur von etwa 50° an die Konzentration der Molekülart *I*, welche das Eis *I* bildet, zunimmt. Das Druckexistenzgebiet dieser Molekülart größten Volumens ist zwischen 0 und 2500 kg/cm<sup>2</sup>. *St. Handel*

**Hans Pinsl.** Die Einwirkung langer Glühzeiten auf das Phosphideutektikum. *Stahl u. Eisen* 47, 537—540, 1927, Nr. 13. Durch 48 Stunden währendes Glühen bei 980° war das Phosphideutektikum im Kerne völlig verschwunden, während in der Randzone ein grobkörniges, binäres Phosphideutektikum auftrat, das meist von Perlit umsäumt war. Hier trat auch der größte P-Gehalt auf. Zu erklären sind diese Erscheinungen sowie die Seigerungen durch Diffusion des Phosphids im Eisen. Bei einem sehr lange gefrischten und langsam abgekühlten Grauguß waren C, Si und Mn fast völlig verschwunden. Das binäre Phosphideutektikum hatte sich an den Korngrenzen zu langen Nadeln bzw. Adern zusammengeballt. *Berndt*

**Friedrich Rinne.** Ein stereographisch-gnomonisches Netz. *Leipziger Ber.* 77, 135—136, 1925, Nr. 3. Verf. hat, um die Vorteile der stereographischen Projektion einerseits, der gnomonischen andererseits voll verwerten zu können, ein Netz konstruiert, das außer dem bekannten Wulffschen Netz eine zum Mittelpunkt des Wulffschen Netzes, jedoch erst außerhalb des Grundkreises beginnende, radiale Winkelskala besitzt. Die praktischen Anwendungsmöglichkeiten werden beschrieben. Eine Tafel mit dem kombinierten Netz, sowie Skalen zur Übertragung in die gnomonische Projektion sind der Originalarbeit beigelegt. *F. Ebert*

**L. W. Mc Keehan.** The Formation on Twin Metallic Crystals. *Nature* 119, 120—121, 1927, Nr. 2986.

**H. C. H. Carpenter und S. Tamura.** Entgegnung auf vorstehende Bemerkung. *Ebenda* S. 121. Der erste Verf. will die Zwillingsbildung so erklären, daß sie durch Reflexion jeder Hälfte des Kristalls an einer Ebene entsteht, die durch die Atomzentren geht, da die Erklärung der beiden anderen Verff. (Proc.



Roy. Soc. London, November 1926) zur Annahme anormal kleiner Atomabstände und dementsprechend hohen örtlichen Spannungen führt. Diese weisen nach, daß bei der Annahme des ersten Verf. keine eigentliche Zwillingsbildung auftritt.

*Berndt.*

**G. Tammann.** Die Temperatur des Beginns innerer Diffusion in Kristallen. ZS. f. anorg. Chem. **157**, 321–325, 1926, Nr. 4. Der Beginn des Platzwechsels von Atomen oder ganzen Molekülen im Kristallgitter liegt bei Temperaturen, die in deutlicher Beziehung zum Schmelzpunkt stehen; der Quotient aus der Grenztemperatur der Diffusion und der Schmelztemperatur ist sehr verschieden. Bei Legierungen wurde diese Temperatur durch die auftretende Reaktionsfähigkeit ihres unedleren Bestandteils bestimmt, da hierzu die dauernde Nachlieferung dieses Bestandteils aus dem Innern in die Oberfläche erforderlich ist. Allgemein wurde die Temperatur des beginnenden Zusammenbackens feiner Pulver benutzt, dadurch gekennzeichnet, daß ein mit geringer Kraft betriebener Rührer in dem Pulver stehen blieb. Es ergab sich der oben erwähnte Quotient für Metalle zu etwa  $\frac{1}{3}$ , für Salze zu 0,57 und für organische Verbindungen zu 0,92. Je komplizierter das Molekül, um so mehr muß man sich der Schmelztemperatur nähern.

*H. Brandes.*

**v. Göler und G. Sachs.** Das Verhalten von Aluminiumkristallen bei Zugversuchen. I. Geometrische Grundlagen. ZS. f. Phys. **41**, 103–115, 1927, Nr. 2/3. Die bisherigen Untersuchungen rechtfertigen die Annahme, daß sich ein einzelner Kristall beim Zugversuch durch Gleiten auf einer {111}-Ebene und in der [110]-Richtung in dieser Ebene verformt, in der die wirksame Schubspannung den größten Wert erreicht, daß im Laufe dieser einfachen Gleitung der Kristall in eine Lage kommt, in der zwei Gleitsysteme symmetrisch zur Zugrichtung liegen, und von diesem Augenblick an in gleicher Weise auf beiden Gleitsystemen weitergleitet. Für beide Fälle werden die Transformationsgleichungen für die Lagenänderung der Körperteilchen in einem mit dem Kristallgitter fest verbundenen Koordinatensystem abgeleitet. Als physikalisches Maß für den Deformationsbetrag wird die kristallographische Abgleitung eingeführt, das ist die gegenseitige Verschiebung zweier Gleitebenen im Abstand 1. Die Beziehungen zwischen der Abgleitung, der Dehnung und der Orientierungsänderung werden berechnet, desgleichen die Änderung des Querschnitts für den Fall einfacher Gleitung. Zur Erleichterung der Rechnungen wird eine Anzahl graphischer Schablonen gegeben und eine weitere Schablone für die Umrechnung der gemessenen Zugspannung in die wirksame Schubspannung.

*Frhr. v. Göler.*

**R. Karnop und G. Sachs.** Das Verhalten von Aluminiumkristallen bei Zugversuchen. II. Experimenteller Teil. ZS. f. Phys. **41**, 116–139, 1927, Nr. 2/3. Für eine Anzahl Aluminiumkristalle verschiedener Orientierung werden die Zerreißkurven aufgenommen und mit Hilfe der in der vorstehend referierten Arbeit abgeleiteten Gleichungen und gezeichneten Schablonen in die Kurven: Wirksame Schubspannung—kristallographische Abgleitung umgezeichnet. Bei dieser Art der Auswertung fallen fast alle Kurven in einen Bereich  $\pm 8$  Proz. von einer mittleren Verfestigungskurve entfernt, ohne daß sich ein Einfluß der Orientierung bemerkbar macht. Ausgenommen sind allein Kristalle, die so orientiert sind, daß die anfängliche Zugrichtung in die Nähe einer Oktaeder- richtung fällt. Für diese Kristalle liegen die Verfestigungskurven beträchtlich über der Mittelkurve. Der Beginn der Einschnürung und die Höchstlastdehnung, die wohl infolge von Geschwindigkeitseinflüssen um etwa 3 Proz. voneinander abweichen, lassen sich ohne Berücksichtigung der kristallographischen Beziehungen

aus den Kraftverhältnissen und aus der Beziehung zwischen gemessener Gesamtdehnung und Querschnittsverminderung ableiten, die an dieser Stelle eines scharfen Knick aufweist. Der Betrag der gleichmäßigen Dehnung hängt von der Orientierung in der Weise ab, daß die Kristalle, die sich entsprechend ihrer Anfangsorientierung hauptsächlich durch einfache Gleitung dehnen, die größte gleichmäßige Dehnung zeigen. Die Festigkeitswerte zeigen, abhängig von der Orientierung, die gleiche Verteilung wie die Zugspannungen zu Beginn der Gleitung. Kleine Abweichungen von der Theorie machen sich besonders darin stark geltend, daß die rechnerisch verlangte Verbreiterung des Anfangsquerschnitts teilweise ganz fehlt, jedenfalls immer beträchtlich unter dem theoretischen Werte bleibt. Die Abweichungen sind darauf zurückzuführen, daß außer der einfachen bzw. doppelten Gleitung, die in Rechnung gezogen wurde, noch auf anderen Gleitebenen kleine Verformungen eintreten. Stärker als bei Raumtemperatur machen sich diese Abweichungen bei höheren Temperaturen geltend, wo anscheinend je nach der Orientierung drei oder vier Gleitbewegungen gleichzeitig wirken. Rechnerisch faßbare Zusammenhänge mit den Zerreißversuchen bei Haufwerkstäben lassen sich noch nicht geben.

Frhr. v. Göler

**F. M. Jaeger, P. Terpstra and H. G. K. Westenbrink.** The crystal-structure of Gallium. Proc. Amsterdam 29, 1193–1217, 1926, Nr. 9. Verff. erhielten aus der Schmelze durch Unterkühlen gute Kristalle, die goniometrisch vermessen. Das Achsenverhältnis  $a : c = 1 : 1,6753$  (ditetragonal-bipyramidal) ergaben. Nach der Bragg'schen Methode wurden zunächst die Gitterabstände für (001) (II) zu  $3,75 \text{ \AA}$  und für (111) zu  $2,93 \text{ \AA}$  mit einer Fehlergrenze von  $\pm 0,01 \text{ \AA}$  bestimmt. Darauf wurden nach der Drehkristallmethode sämtliche Identitätsperioden vermessen und folgende Werte erhalten:  $a = 4,41 \text{ \AA}$ ,  $c = 7,51 \text{ \AA}$ . Für die Dichte  $5,904$  errechnet sich  $n$  (Anzahl der Atome im Elementarkörper) zu  $7,85$  d. h. 8. Die Durchrechnung des Strukturfaktors führt zur Raumgruppe  $D_{4h}^{16}$ . Die acht Atome liegen in folgenden Punkten:  $[u, (u + \frac{1}{2}), v]$ ;  $[u, (\frac{1}{2} - u), (v + \frac{1}{2})]$ ;  $[\bar{u}, (\frac{1}{2} - u), v]$ ;  $[u, (u + \frac{1}{2}), (v + \frac{1}{2})]$ ;  $[(u + \frac{1}{2}), u, \bar{v}]$ ;  $[(u + \frac{1}{2}), \bar{u}, (\frac{1}{2} - v)]$ ;  $[(\frac{1}{2} - u), \bar{u}, \bar{v}]$ ;  $[(\frac{1}{2} - u), u, (\frac{1}{2} - v)]$ .  $u$  läßt sich zwischen  $\frac{8}{40}$  und  $\frac{9}{40}$ ,  $v$  zwischen  $\frac{6}{40}$  und  $\frac{7}{40}$  einschachteln. Als kürzester Abstand zwischen zwei Atomen werden  $2,56 \text{ \AA}$  errechnet, so daß ein Atomradius von  $1,28 \text{ \AA}$  in guter Übereinstimmung mit dem von Bragg aus anderen Daten errechneten von  $1,30 \text{ \AA}$  erhalten wird. Verff. diskutieren ferner die Frage, weshalb, wie aus Experimenten feststeht, die Dichte des flüssigen Ga größer ist als die des festen Ga. Verff. kommen zu dem Ergebnis, daß beim Schmelzpunkt die in Richtung der  $c$ -Achse vorher vorhandenen Lücken zwischen den einzelnen Atomen dann in Fortfall kommen, so daß die  $c$ -Achsenlänge quasi kontrahiert würde von  $7,51$  auf  $7,23 \text{ \AA}$ . Die Dichte für Ga flüssig errechnet sich dann zu  $d_{fl.} = 6,124$  (gefunden  $6,095$ ) im Gegensatz zu  $d_{fest} = 5,904$ . Verff. weisen auf die von Ehrenfest beobachteten Analogien im Verhalten des Bi und Sb hin.

F. Ebert

**F. M. Jaeger and H. G. K. Westenbrink.** Some Remarks on the Crystal-form of Boron-nitride and on the eventual Ambiguity in the Analysis of Powder spectrograms. Proc. Amsterdam 29, 1218–1222, 1926, Nr. 9. Verff. zeigen, daß BN, wenn man aus Messungen allein nach der Pulvermethode eine quadratische Form für kubische Symmetrie zugrunde legen würde, die allen Symmetrieforderungen widersprechende Anzahl von 20 Molekülen im Elementarkörper ergeben würde. Andererseits läßt sich eine ebenfalls unbefriedigende tetragonale quadratische Form finden, die zu den Werten  $a = 4,295 \text{ \AA}$ ,  $c = 5,176 \text{ \AA}$  ( $a : c = 1 : 1,2052$ ),  $d = 1,99$ ,  $n = 4,6$  führt. Verff. weisen auf die

Vieldeutigkeit der Pulverdiagramme an  $\text{Ti}$  hin, die nach Levi hexagonale, nach Terpstra und Becker und Ebert tetragonale Symmetrie ergaben. Verff. schließen mit der Warnung, Strukturbestimmungen einzig und allein auf Grund von Pulverdiagrammen vorzunehmen, ohne Heranziehung anderer Methoden, die zur Beseitigung dieser Unstimmigkeiten notwendig sind. *F. Ebert.*

**H. G. K. Westenbrink.** The Space-Groups of the Rhombic and Monoclinic Heptahydrates of the Sulphates of the bivalent Metals. Proc. Amsterdam 29, 1223–1232, 1926, Nr. 9. Verff. untersuchen nach der Drehkristallmethode unter Verwendung von  $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung die rhombischen Vitriole  $\text{MgSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{MgCrO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{ZnSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{NiSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$ .

Salz	Achsenverhältnis	Gitterkonstante			Dichte		<i>n</i>	Raumgruppe
		<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	ber.	gef.		
$\text{MgSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	0,9901 : 1 : 0,5709	11,89	12,01	6,86	1,717	1,677	4	} $V^4$
$\text{MgCrO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	0,9901 : 1 : 0,5735	11,89	12,01	6,89	1,827	1,695	4	
$\text{NiSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	0,9804 : 1 : 0,5631	11,86	12,08	6,81	1,822	1,953	4	
$\text{ZnSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	0,9815 : 1 : 0,5656	11,85	12,09	6,83	1,933	1,974	4	

Ferner werden die monoklinen  $\text{FeSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CoSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$  untersucht

Salz	Achsenverhältnis	Gitterkonstante				Dichte		<i>n</i>	Raumgruppe
		<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	$\beta$	ber.	gef.		
$\text{FeSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	1,1828 : 1 : 1,5427	15,34	12,98	20,02	$104^\circ 15,5'$	1,899	—	16	} $C_2^6 h$
$\text{CoSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	1,1815 : 1 : 1,5325	15,45	13,08	20,04	104 40	1,889	1,948– 1,964	16	

Verff. diskutieren die Zusammenhänge, die zwischen dem einfach primitiven rhombischen Elementarparallelepiped und dem monoklinen vom Typus  $\Gamma_m'$  bestehen. Die Molekularvolumina ergeben sich aus folgender Tabelle:

Salz	Kristallsystem	Molekularvolumen $\text{\AA}^3$
$\text{MgSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	rhombisch	244,9
$\text{MgCrO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	"	245,9
$\text{NiSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	"	243,9
$\text{ZnSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	"	244,7
$\text{FeSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	monoklin	241,4
$\text{CoSO}_4 + 7\text{H}_2\text{O}$	"	244,8

*F. Ebert.*

**W. F. de Jong** und **H. W. V. Willems.** Over de structuur van cinnaber. Physica 6, 129–136, 1926, Nr. 4. Verff. untersuchen nach der Debye-Scherrer-Methode  $\text{HgS}$  (Zinnober) und finden  $a = 4,12 \text{ \AA}$ ,  $c = 9,43 \text{ \AA}$ , für die Dichte 8,31



errechnen sich drei Moleküle im Elementarkörper. Die Durchrechnung des Strukturfaktors läßt nur die Raumgruppen  $D_3^4$  oder  $D_3^6$  in Frage kommen (trigonal-trapezoedrisch):

$$\text{Hg: } \begin{Bmatrix} u & 0 & c/3 \\ 0 & u & 0 \\ \bar{u} & \bar{u} & \bar{c}/3 \end{Bmatrix} \quad \text{S: } \begin{Bmatrix} v & 0 & \bar{c}/6 \\ 0 & v & c/2 \\ \bar{v} & \bar{v} & c/6 \end{Bmatrix}$$

$u \sim 0,725$ ,  $v \sim 0,55$ . Die Resultate von Mauguin, Kolkmeijer, Karsen und Bijvoet und v. Olshausen stimmen innerhalb der Fehlergrenzen bis auf die Parameterwerte mit denen der Verff. überein. F. Ebert.

**Ralph W. G. Wyckoff.** Die Kristallstruktur des metallischen Iridiums. ZS. f. Krist. 59, 55–61, 1923, Nr. 1. Verff. bestätigt die dem Ir schon früher zugeschriebene Struktur, nämlich eine allseitig flächenzentrierte kubische Anordnung, in welcher die vier gleichwertigen Atome die Punktlagen  $0\ 0\ 0$ ,  $\frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ 0$ ,  $\frac{1}{2}\ 0\ \frac{1}{2}$ ,  $0\ \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}$  innehaben. Aus der Anwendung einer mitgeteilten genaueren spektralen Vergleichsmethode ergibt sich für sehr reines Ir die Kante des Elementarwürfels zu  $3,823\ \text{\AA}\cdot\text{E}$ . Güntherschulze.

**Ralph W. G. Wyckoff and L. M. Dennis.** The crystal structure of ammonium hexachloroplumbate  $[(\text{NH}_4)_2\text{PbCl}_6]$ . Sil. Journ. (5) 12, 503–509, 1926, Nr. 72. Verff. untersuchen nach der Debye-Scherrer-Methode Ammoniumhexachloroplumbat und erhalten für den kubischen Kristall die Kantenlänge  $a = 10,14\ \text{\AA}$ . Für vier Moleküle im Elementarkörper errechnet sich die Dichte zu 2,89, während die pyknometrische Dichtebestimmung 2,60 ergab. Als Gittertypus ergibt sich das  $\text{CaF}_2$ -Gitter, wenn man die  $\text{NH}_4$ -Gruppen mit F und die  $\text{PbCl}_6$ -Gruppen mit Ca identifiziert. Für einen Parameter  $n = 0,23$  errechnet sich der Abstand  $\text{Pb}-\text{Cl}$  zu  $2,33\ \text{\AA}$ , für  $n = 0,25$  zu  $2,53\ \text{\AA}$ . Die beste Übereinstimmung mit den beobachteten Werten ergibt  $n = 0,23$ . F. Ebert.

**Richard M. Bozorth and F. E. Haworth.** The Crystal Structure of Magnesium Platinocyanide Heptahydrate. Journ. Opt. Soc. 14, 140, 1927, Nr. 2. Es wurde mit Hilfe von Laueaufnahmen und spektralen Aufnahmen die Kristallstruktur von  $\text{MgPt}(\text{CN})_4 \cdot 7\ \text{H}_2\text{O}$  bestimmt, um die besonderen optischen Eigenschaften zu erklären, die diese tetragonalen Kristalle zeigen. Es scheint die zweifarbig polarisierte Fluoreszenz eng mit der Anordnung der schweren Mg- und Pt-Atome verbunden zu sein, die in Reihen parallel zur tetragonalen Achse liegen. In diesen Reihen wechseln Mg- und Pt-Atome miteinander ab und der Abstand zweier benachbarter Atommittelpunkte beträgt  $1,57\ \text{\AA}\cdot\text{E}$ . Der kleinste Abstand zwischen den Reihen ist jedoch  $10,3\ \text{\AA}\cdot\text{E}$ , 6,6mal soviel, wie die Abstände zwischen den Atomen in der gleichen Reihe. Daher erfahren die Schwingungen der Metallatome in der axialen Richtung wahrscheinlich einen viel größeren Widerstand, als in den Richtungen senkrecht dazu. Da die Verff. den Abstand zwischen zwei positiven Ionen bestimmt haben, wenn sie nach Braggs Hypothese der Atomradien miteinander in Berührung sind, und da sie die Abstände zwischen vielen negativen sowie positiven und negativen Ionen kennen, so unterscheiden sie zwischen zwei allgemein gebrauchten Radiengrößen, von denen die eine beispielsweise dem  $\text{K}^+$  einen Radius zuteilt, der ungefähr doppelt so groß ist wie der von  $\text{Cl}^-$ , während die andere für  $\text{K}^+$  einen Radius annimmt, der nicht sehr von dem des  $\text{Cl}^-$  verschieden ist. Die erste Gruppe wurde von Bragg 1920 vorgeschlagen; die zweite Gruppe, die zu dem gemessenen Abstand

zwischen  $Mg^{++}$  und  $Pt^{++}$  in  $MgPt(CN)_4 \cdot 7 H_2O$  führt, wurde zuerst von Wasastjerna vorgeschlagen, wird jetzt auch von Bragg vertreten und kommt den von Davey vorgeschlagenen Werten sehr nahe.

Güntherschulze.

**Robert L. Parker.** Zur Kristallographie von Anatas und Rutil. II. Teil. Die Anatasstruktur. ZS. f. Krist. **59**, 1—54, 1923, Nr. 1. Verf. folgert aus seiner Untersuchung über die Struktur und Morphologie des Anatas, daß die Annahme von Kräften nach den Richtungen kürzesten Atomabstandes im Raumgitter notwendigerweise zur Herausbildung von Entwicklungszonen nach  $[110]$ ,  $[010]$ ,  $[111]$ ,  $[101]$ ,  $[u, v, w]$  führen muß, von denen die beiden erstgenannten und namentlich  $[110]$  das Schwergewicht der Entwicklung auf sich nehmen und über ihre ganze Erstreckung Formentwicklung aufweisen müssen. Diese selektive Zonenverteilung sowie die Bevorzugung gewisser Formen, nämlich von  $\{111\}$ ,  $\{001\}$ ,  $\{011\}$ ,  $\{117\}$ ,  $\{113\}$ ,  $\{010\}$ ,  $\{110\}$ ,  $\{115\}$ ,  $\{1.5.19\}$ ,  $\{112\}$ , die ebenfalls aus der Annahme der genannten Kräfte gefolgert werden muß, vervollständigt das Bild der Entwicklungsmöglichkeiten in einer Weise, die ganz im Einklang mit den Ergebnissen der statistischen Untersuchung steht. Auch die Kombinationen dieser Zonen und Formen unter sich, welche durchaus eigentümlichen Charakter zur Schau tragen, besonders auch der Kontrast zwischen rein pyramidalen und prismatischen Kombinationsgruppen finden zwanglos in den verschiedenen Möglichkeiten des Zusammenwirkens der Kräfte eine Begründung, wie auch die Spaltbarkeit aus ihnen herzuleiten ist. So stellt die Anatasstruktur das Kollektivergebnis, die Anatismorphologie in ihrer ganzen Mannigfaltigkeit als weiter spezialisierte Erzeugnis der nämlichen Wachstumsbestrebungen und Entwicklungsvorgänge dar. So erscheint die Morphologie unzertrennlich mit der Struktur verknüpft und läßt sich durch geeignete Auswahl und Deutung der dem Raumgitter zugrunde liegenden Eigenschaften vollständig ableiten und erklären.

Güntherschulze.

**Giovanni Roasio.** Über die Kristallisation einiger Salze im Magnetfeld. ZS. f. Krist. **59**, 88—89, 1923, Nr. 1. Ausdehnung der Versuche von Stefan Meyer über das Verhalten kristallisierender Salze im Magnetfeld. Die im Magnetfeld entstandenen Kristalle von  $FeSO_4 \cdot 7 H_2O$  sind so gerichtet, daß die Achse  $Z_1$ , nach der die Kristalle gestreckt sind, mit der Richtung der Kraftlinien einen Winkel von  $16^\circ$  bildet. Bei  $NiSO_4 \cdot 6 H_2O$  ist der Winkel  $90^\circ$ , bei  $CoCl_2 \cdot 6 H_2O$ ,  $NiCl_2 \cdot 6 H_2O$  und  $MnCl_2 \cdot 6 H_2O$  ist er  $0^\circ$ . Bei Eisenammonsulfat sind die Ergebnisse nicht eindeutig. Bei  $CoSO_4 \cdot 7 H_2O$  ist der Winkel zwischen  $Z$ -Achse und Kraftlinien  $22^\circ$  usw. Allgemein zeigt sich: Ein Magnetfeld orientiert sich bildende Kristalle nach bestimmten Richtungen, die nicht immer mit den Richtungen der Kraftlinien zusammenfallen. Zweitens ändert sich der Habitus der Kristalle. Sie verlängern sich nach bestimmten Richtungen, deren Winkel mit der Substanz wechselt, bei einer gegebenen Substanz aber konstant ist.

Güntherschulze.

**E. Herbst.** Über die Flüchtigkeit und Vernebelung einer Reihe organischer Stoffe. Kolloidchem. Beih. **23**, 313—344, 1926, Nr. 1/9. Die Flüchtigkeit eines Stoffes wird definiert als die Anzahl Milligramme, die von dem betreffenden Stoffe im Kubikmeter Luft vorhanden sind. Mit großer Näherung läßt sich die Flüchtigkeit bei gegebener Temperatur aus dem entsprechenden Sättigungsdruck der Flüssigkeit und ihrem Molekulargewicht berechnen. Die Clausius-Clapeyronsche Gleichung führt mit der Troutonschen Regel zu einer Beziehung, die den Sättigungsdruck aus der normalen Siedetemperatur der Substanz herzuleiten gestattet, so daß allein die normale Siedetemperatur über die Flüchtigkeit

keit bei einer gegebenen Temperatur entscheidet. Allerdings stellt der Verf. fest, daß die Sättigungsdrucke der sogenannten Kampfstoffe (gegen pflanzlich oder tierische Schädlinge) bedeutend schneller mit der Temperatur fallen, als der vorerwähnten Berechnungsweise entspricht. Um eine Wirkung im freien Gelände zu erzielen, muß der verwendete Kampfstoff wenigstens eine Flüchtigkeit von 100 mg/cbm besitzen. In einer umfangreichen Tabelle werden zahlreiche Angaben über physikalische und chemische Eigenschaften von 87 Kampfstoffen zusammengestellt.

Hennrich

**I. I. Rabi.** On the principal magnetic susceptibilities of crystals. Phys. Rev. (2) **29**, 174—185, 1927, Nr. 1. [S. 1056.]

Gerlach

**Paul Oberhoffer und Walter Grosse.** Die spezifische Wärme des Eisens. Stahl u. Eisen **47**, 576—582, 1927, Nr. 14. [S. 1097.]

Scheffer

**J. F. Hyslop und H. P. Rooksby.** Mitteilung über die Röntgenspektren von Mullit und Sillimanit. Journ. Soc. Glass Techn. **10**, 412—416, 1927 [S. 1086.]

\*Salman

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**R. W. Pohl.** Einführung in die Elektrizitätslehre. Mit 393 Abbildungen. VII u. 256 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1927. „Dies Buch enthält im wesentlichen die Niederschrift des Abschnitts ‚Elektrizität‘ meiner zwölfssemestrigen Vorlesung über Experimentalphysik. Die Vorlesung wendet sich an den großen Kreis aller naturwissenschaftlich und technisch interessierten Studierenden. — Auswahl und Anordnung des Stoffes sind so getroffen, daß die Zusammenhänge zwischen den experimentellen Tatsachen deutlich hervortreten. Der Leser soll eine Vorstellung von der großartigen Synthese gewinnen, die der heutigen Elektrizitätslehre gelungen ist. Außerdem soll die gewählte Darstellung den Übergang von den Lehrbüchern der Experimentalphysik zu den Werken der theoretischen Physik erleichtern.“ — Inhalt: Meßinstrumente für Strom und Spannung. Das elektrische Feld. Das magnetische Feld. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder. Kraftfluß, Selbstinduktion, magnetische Energie, Kräfte in Magnetfeldern. Anwendungen des Kraftflusses insbesondere Generatoren und Motoren. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen. Mechanismus der Leitungsströme. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen. Die Radioaktivität. Elektrische Wellen. Scheffer

**C. Baur.** Die Elektrizität als Ätherströmung. Versuch einer Mechanik der Elektrizität. 92 S. Wittenberg, A. Ziemsen Verlag, ohne Jahreszahl. Kapitelüberschriften: Einleitung. Der Gleichstrom. Der Wechselstrom. Das Dielektrikum. Zusammenfassung. Elektrostatik (Nachtrag).

Scheffer

**N. Wiener.** Heaviside's theory of electric networks. Phys. Rev. (2) **25**, 895, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Autor sucht einen mathematischen Beweis für die Näherungslösungen Heavisides für Strom und Spannungsausgleich in elektrischen Netzen, wobei er eine Verallgemeinerung des Fourierschen Integrals benutzt und Strom und Spannung in Frequenzbänder auflöst.

Mit



**J. Taylor and W. Clarkson.** The application of the neon lamp to the comparison of capacities and high resistances. Journ. scient. instr. 1, 173—182, 1924, Nr. 6. Beschreibung einer Methode zur Messung von Kapazitäten und hohen Widerständen mit Hilfe der Zündung einer Neonlampe. Sowohl die Beziehung zwischen der Zündfrequenz und dem Widerstand im Stromkreis bei gegebener Kapazität parallel zur Lampe als auch zwischen der Zündfrequenz und der Kapazität parallel zur Lampe bei gegebenem Widerstand ist mit großer Genauigkeit linear, woraus sich eine bequeme und genaue Methode zur Messung von Widerständen und Kapazitäten ergibt. Die Methode wird dann weiter auf die Messung kleiner Kapazitäten ausgedehnt, wobei Schwebungen zwischen zwei Neonlampen, die mit Hochfrequenz zünden, benutzt werden. *Güntherschulze.*

**Everett C. Lee.** The Use of the Dynamometer Wattmeter for Measuring the Dielectric Power Loss and Power Factor of the Insulation of High-Tension Lead-Covered Cables. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 746—754, 1926, Nr. 8. Die modernen dynamometrischen Wattmeter sind geeignet, um die Leistungen und Leistungsfaktoren von Spannungskabeln zu messen. Es sind die folgenden Methoden anwendbar: 1. Kompensationsmethode mit dem Dynamometer-Wattmeter, mit einem Luftkondensator; 2. durch Veränderung der Induktion (Phasenschiebungsmethode) mit einem Luftkondensator; 3. Serienwiderstände und Wattmetermethode; 4. Resonanz-Wattmetermethode. Die mit diesen vier Methoden erzielten Ergebnisse weichen von den wirklichen Werten um 10 bis 20 Proz. ab. Es ist deshalb die Schaffung einer kalorimetrischen Methode dringend erwünscht. *A. Burmester.*

**C. F. Hanson.** Accuracy Required in the Measurement of Dielectric Power Factor of Impregnated Paper-Insulated Cables. Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 45, 719—725, 1926, Nr. 8. Verf. berichtet über die Fehler bei der Messung des Leistungsfaktors von Papier-Bleikabeln infolge der thermischen Eigenschaften des Kabels und der Kabelröhre (duct). Es muß deshalb verlangt werden, daß der  $\cos \varphi$  bei einer bestimmten Temperatur einen konstanten Wert nicht überschreitet. Eine Angabe des  $\cos \varphi$  in Prozenten der Leistung ist nicht zulässig. Ausgeführte Messungen zeigen, daß der  $\cos \varphi$  direkt proportional mit der Frequenz und der spezifischen induktiven Kapazität ansteigt; außerdem wächst er mit der in einer Röhre verlegten Anzahl von Kabeln und mit der Größe  $E^2/G$ , wenn  $E$  die Betriebsspannung und  $G$  den geometrischen Faktor bedeuten. *A. Burmester.*

**Raymond M. Wilmotte.** On the Calculation and Application of High Resistances of small Self-Inductance for all Frequencies. Phil. Mag. (7) 2, 65—86, 1926, Nr. 7. Bei Präzisionsmessungen mancherlei Art spielt die Kenntnis der Phasenwinkel hochohmiger Widerstände von der Größenordnung 1000 bis 10000 Ohm eine wichtige Rolle. Der Einfluß der Widerstandskapazität ist insbesondere bei Hochfrequenzmessungen oft sehr bedeutend. In der vorliegenden Arbeit werden Formeln für den Scheinwiderstand langer Bifilardrähte von kreisförmigem Querschnitt und mehrfacher Hin- und Rückführung abgeleitet, welche durch eine zylindrische metallische Hülle elektrisch abgeschirmt sind. Die Anwendung derartiger Widerstände in Wechselstrombrücken und Wechselspannungsteilern wird besprochen; ein Rechnungsbeispiel sowie konkrete Konstruktionsvorschläge sind beigelegt. *Zickner.*

**Viktor Engelhardt.** Der Glimmlichtoszillograph. *Helios* **33**, 95–96, 1927, Nr. 12. Beschreibung des Gehrekeschen Glimmlichtoszillographen und seiner Verbesserung durch seine Kombination mit einer geeigneten Verstärkeranordnung.

*Güntherschulze.*

**J. A. Stratton.** A high frequency bridge. *Journ. Opt. Soc. Amer.* **13**, 471–494, 1926, Nr. 4. Die Arbeit enthält eine Beschreibung einer für relative Messungen mit Hochfrequenz geeigneten Kapazitätsmeßbrücke, welche auch die Verluste der zu untersuchenden Kondensatoren zu ermitteln gestattet. Die Abgleichung der Brücke in bezug auf die Verluste in den Brückenarmen geschieht mit Hilfe zusätzlicher, variabler Induktivitäten in den Widerstandszweigen. Als Indikator dient ein Röhrengalvanometer. Die zur Ausführung exakter Messungen erforderlichen Vorsichtsmaßregeln (Wagnerscher Hilfszweig, weitgehende Abschirmung) werden ausführlich besprochen. Ein Literaturverzeichnis ist beigelegt.

*Zickner.*

**A. Meissner.** Über piezoelektrische Kristalle bei Hochfrequenz. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **29**, 20–24, 1927, Nr. 1. Siehe Referat in diesen Ber. über A. Meissner, Über piezoelektrische Kristalle bei Hochfrequenz, *Elektr. Nachr.-Techn.* **3**, 401–408, 1926.

*A. Scheibe.*

**Gerhard Grimsen.** Strahlungsuntersuchungen an Horizontalantennen, die in einer höheren Harmonischen erregt sind. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **29**, 25–28, 1927, Nr. 1. Siehe Referat in diesen Ber. über Gerhard Grimsen, Strahlungsuntersuchungen an Horizontalantennen, die in einer höheren Harmonischen erregt sind. *Elektr. Nachr.-Techn.* **3**, 361, 1926.

*A. Scheibe.*

**M. Y. Colby.** A vacuum-tube multimeter for radiofrequency measurements. *Journ. scient. instr.* **3**, 342–347, 1926, Nr. 10. Der Verf. beschreibt ein aus einer Gleichrichterröhre und Verstärkerröhre bestehendes Instrumentarium, das zur Messung kleiner Wechselströme und -spannungen dient. Drei Spannungsbereiche von 0 bis 0,3 Volt, 0 bis 1,75 Volt, 0 bis 5 Volt und sechs Strommeßbereiche von 100 Mikroamp. bis 3 Amp. stehen zur Verfügung. An einer Kurve wird gezeigt, daß die Ausschläge des Meßinstruments zwischen 60 und 300 000 Hertz frequenzunabhängig sind. Die Eichung bleibt auch bei Transport längere Zeit erhalten, denn das Instrument ist besonders im Hinblick auf Transportfähigkeit entwickelt worden. An Batterien ist eine Anodenbatterie von 45 bzw. 90 Volt und eine Trockenbatterie von etwa 4,5 bis 6 Volt nötig. Einer angelegten Wechselspannung von 0,3 Volt entspricht ein Stromanstieg im Indikatorinstrument von 20 auf 100 Mikroamp.

*A. Scheibe.*

**Albert W. Hull and N. H. Williams.** Characteristics of shielded-grid pliotrons. *Phys. Rev.* (2) **27**, 432–438, 1926, Nr. 4. Die in der Arbeit beschriebenen Röhren sind Doppelgitterröhren mit Schutzgitter. Sie unterscheiden sich von den Schottkyschen Röhren lediglich durch die Anordnung der Teile, die so getroffen ist, daß sich praktisch keine Kraftlinien zwischen Anode und Steuergitter, besonders auch nicht zwischen den tragenden Drähten und den Zuleitungen ausbilden können. Einige Ausführungsformen dieser Doppelgitterröhren werden beschrieben; dann werden die statischen Charakteristiken mitgeteilt, wobei besonders auf das verschiedene Verhalten des Anodenwiderstandes bei Anodenspannungen unterhalb und oberhalb der Schutzgitterspannung hingewiesen wird. Die Bestimmung der Kapazität Anode–Steuergitter ergibt Werte bis herab zu 0,006  $\mu\text{F}$ .

*Samson.*

**Albert W. Hull.** Measurements of high frequency amplification with shielded-grid pliotrons. Phys. Rev. (2) **27**, 439–454, 1926, Nr. 4. Mit den an anderer Stelle (vgl. das vorstehende Referat) beschriebenen Schutzgitterröhren werden Kaskadenverstärker von vier bis sechs Stufen gebaut und bei Frequenzen von  $5 \cdot 10^4$  bis  $10^7$  Hertz die erreichbare Spannungsverstärkung gemessen. Bei  $5 \cdot 10^4$  Hertz war die Spannungsverstärkung pro Stufe 200, bei  $10^6$  Hertz 40, und bei  $10^7$  Hertz betrug sie noch 7, wobei Kaskaden von fünf Stufen noch stabil betrieben werden konnten. Am Schluß werden als Beispiele weiterer Anwendungen dieser Röhren die Verstärkung schwacher Photoströme, sowie die Einschaltung einer solchen Röhre zwischen einen Steuersender und den gesteuerten Sender zur Vermeidung von Rückwirkung beschrieben. *Samson.*

**J. L. Preston and L. C. F. Horle.** Some methods of testing radio receiving sets. Journ. Frankl. Inst. **197**, 836–837, 1924, Nr. 6. Die angegebenen Methoden erstrecken sich auf die Feststellung folgender Dinge: 1. Hinreichende Empfindlichkeit in der Erzeugung hörbarer oder lauter Töne bei der Abstimmung auf entfernte Stationen. 2. Selektivität, d. h. die Fähigkeit, auf Zeichen gegebener Frequenz anzusprechen, ohne durch Zeichen einer benachbarten Frequenz gestört zu werden. 3. Einfache Handhabung, so daß auch Personen, die die Einrichtung nicht voll übersehen, imstande sind, mit ihr zu arbeiten. 4. Besondere Eignung für diejenigen Frequenzen, mit denen vornehmlich empfangen werden soll. 5. Solide Konstruktion, die auch eine rauhe Behandlung ohne Schädigung verträgt, wie sie bei Schiffsversand vorkommt. *Güntherschulze.*

**Belin et Holweck.** Sur la télévision. Premiers résultats dans la transmission des images animées. C. R. **184**, 518–520, 1927, Nr. 9. Das allgemeine Problem des Fernsehens besteht darin, die einzelnen Punkte eines Bildes innerhalb einer sechzehntel Sekunde aufzunehmen, nach Umwandlung in geeignete elektrische Größen zu übertragen und auf der Empfangsseite einen Lichtfleck, dessen Intensität durch die übertragenen elektrischen Größen gesteuert wird, genau synchron die gleiche Kurve beschreiben zu lassen, auf der am Aufnahmeort der Sender das Bild abtastet. Statt das beleuchtete Bild abzutasten, kann bei der Aufnahme auch ein sehr heller Lichtfleck über das Bild geschickt werden. Ein solcher Lichtfleck wird dadurch erzeugt, daß das Bild eines kleinen Diaphragmas von 0,1 cm Durchmesser, das von dem Krater eines Gabarinischen Lichtbogens beleuchtet ist, auf dem Objekt entworfen wird. Eine gleiche Wirkungen hervorrufende vollständige Beleuchtung des Objektivs wäre nicht zu ertragen. Das Abtasten erfolgt mit Hilfe zweier oszillierender Spiegel. Das vom Objekt reflektierte Licht wird auf eine Photozelle konzentriert. Empfangen wird mit einem Kathodenstrahloszillographen, bei dem die Intensität des Kathodenstrahls durch Diaphragmen, die mit den Empfangsapparaten verbunden sind, gesteuert wird. Synchronismus durch Synchronmotoren. Es gelang auf diese Weise, die Silhouette einer Hand zu übertragen, bei welcher die Bewegungen der Finger zu sehen waren. *Güntherschulze.*

**E. Denina.** Über die allgemeine Beziehung zwischen elektromotorischer Kraft und Temperatur, unter besonderer Berücksichtigung des Voltaeffektes. Gazz. chim. ital. **57**, 8–15, 1927. Verf. leitet im Anschluß an früher entdeckte Formeln eine allgemeine Beziehung zwischen der EK in einem isothermen Kreise und der Temperatur ab, aus der die Analogie zwischen dem Voltaeffekt und der EK Voltascher Ketten hervorgeht. Unter der Annahme, daß die innere Energie des Systems für eine bestimmte Temperatur bei beliebiger



geometrischer Anordnung konstant ist, ergibt sich Proportionalität zwischen Voltaeffekt und absoluter Temperatur. Der Voltaeffekt ist wahrscheinlich nicht an der Grenzfläche Metall–Dielektrikum lokalisiert, sondern jeder Punkt des Dielektrikums ist Sitz eines thermischen Effektes.

\*Krüger.

**O. M. Corbino.** L'effetto Volta e il funzionamento della pila. Lincei Rend. (6) 5, 68–74, 1927, Nr. 2. Verf. untersucht verschiedene galvanische Säulen, indem er von dem durch eine Doppelschicht an der Grenze zweier Metalle hervorgerufenen Voltaeffekt ausgeht. Die beiden ersten Säulen sind keine elektrolytischen. Die erste besteht aus zwei leitend verbundenen Metallen *A* und *B*, zwischen denen sich ein ionisiertes, chemisch indifferentes Gas, z. B. Argon, befindet. Bestehen *A* und *B* aus gleichem Metall, so ist kein Feld zwischen ihnen vorhanden. Sind sie aus verschiedenen Metallen, so gehen die positiven Gasionen beispielsweise nach *B*, die negativen nach *A*. Es geht ein kontinuierlicher Strom durch die metallische Verbindung von *A* und *B*, der diese Verbindung erwärmt. Die erforderliche Energie wird durch die Rekombinationsenergie der Gasionen geliefert. Es gelang dem Verf., einen solchen Strom experimentell nachzuweisen. Die zweite Säule ist eine mechanische. Zwei durch einen Draht verbundene Platten *A* und *B* können in wechselnde Entfernung voneinander gebracht werden. Bestehen die Platten aus Metallen, zwischen denen eine Voltasche Spannung besteht, so wird der Verbindungsdraht bei verschiedenem Nähern und Entfernen der Platten von Wechselströmen durchflossen. Durch einen geeigneten Gleichrichter können sie in Gleichstrom verwandelt werden. Derartige Ströme wurden von Majorana erhalten. Die galvanischen Säulen, beispielsweise vom Danielltyp, sollen nun nach dem Verf. eine sehr große Ähnlichkeit mit den ersten beiden Säulen haben. Die Spannungen an der Grenze Elektrolyt–Metall sollen gegenüber der Voltaspannung an der Grenze zwischen den beiden Metallen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Lediglich Konzentrationsketten im Innern des Elektrolyten sollen neben ihr noch in Betracht kommen.

Güntherschulze.

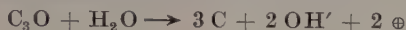
**O. M. Corbino.** Teoria elettronica della pila. Lincei Rend. (6) 5, 74–79, 1927, Nr. 2. Verf. stellt Betrachtungen über Ketten vom Danielltypus an, bei denen die Spannung durch das verschiedene Potential der Elektronen im Kupfer und Zink hervorgerufen wird und an der Grenze zwischen diesen beiden Metallen ihren Sitz hat, während der Betrag der zu gewinnenden Arbeit durch die Größe des chemischen Umsatzes gegeben ist, d. h. es werden die Daniellschen Ketten auf dem Voltaeffekt aufgebaut (s. auch das vorstehende Referat).

Güntherschulze.

**K. Bennewitz.** Zur Kenntnis der absoluten elektrolytischen Lösungstension. II. **Ant. Delijannis.** Die Elektrokapillarkurve des Quecksilbers. ZS. f. phys. Chem. 125, 144–150, 1927, Nr. 1/2. Es wurde die Elektrokapillarkurve des Hg in reinen  $\text{Hg}_2(\text{NO}_3)_2$ -Lösungen aufgenommen, und zwar stromlos, um schwer zu übersehende Verarmungserscheinungen bei Stromfluß zu vermeiden und rein statische Zustände herzustellen. Die Konzentrationsänderungen wurden lediglich durch Verdünnen der Lösung hergestellt. Als einziger Zusatz zur Erhöhung der Leitfähigkeit wurde  $\text{KNO}_3$  verwandt, das nach Freudlich kapillar inaktiv ist. Der wesentlichste Punkt der Arbeit lag in der Verwendung reiner Ausgangsprodukte und sauberster Behandlung der Lösungen. Gefunden wurde eine Parabel mit dem Scheitel  $\epsilon_H = +0,475$  Volt, entsprechend dem aus der Methode ermittelten absoluten Nullpunkt des elektrolytischen Potentials.

Güntherschulze.

**L. v. Náray-Szabó.** Die Diffusions-Sauerstoffelektrode. ZS. f. Elektrochem. **3**, 15–20, 1927, Nr. 1. Die Gaselektroden kann man in zwei Gruppen einteilen: die umkehrbare, bei denen das Gas in ausreichender Menge genügend schnell gelöst und dann in Ionenform dem Elektrolyten zugeführt wird, und in mittelbare Gaselektroden, bei denen das Elektrodenmaterial mit dem Gase ein leicht zerfallendes Zwischenprodukt bildet, welches bei seinem Zerfall Ionen liefert. Zu den Elektroden der ersten Art gehört z. B. die Pt-Wasserstoffelektrode, zu denen der zweiten Art rechnet Verf. die Kohlen-Sauerstoffelektrode, indem er die Entstehung eines festen Oxyds des Kohlenstoffs, vermutlich  $C_3O$ , annimmt, welches mit Wasser unter Entstehung von  $OH'$ -Ionen nach



zerfällt. Die Reaktion läßt sich durch Anwendung von Diffusionselektroden, d. h. von porösen, leitenden Hohlkörpern beschleunigen, in deren Innenraum das wirksame Gas eingeleitet wird. Verf. benutzte 14 cm lange Kunstkohlenrohre mit 2 cm äußerem Durchmesser und 3 mm Wandstärke. Sie zeigen zwar ein niedrigeres Potential als die Platin-Sauerstoffelektrode, zeichnen sich aber durch große Leistungsfähigkeit aus, die 2 Amp./qdm erreicht. Die Stromdichtepotentialkurven wurden aufgenommen. Ein poröser Platinüberzug auf nichtleitender Unterlage nimmt beim Hindurchleiten von Sauerstoff das entsprechende Potential an, doch kann man damit nur minimale Ströme erhalten. Durch Überziehen der Kohlendiffusionselektroden mit einer dünnen porösen Platinschicht erhöht sich das Potential und die Leistung sehr bedeutend, letztere je nach den Bedingungen auf 4 bis 5 Amp./qdm. Zur Erklärung dieser Erscheinung nimmt Verf. eine schnell verlaufende Reaktion zwischen dem Platin und dem festen Oxyd des Kohlenstoffs an, die zur Entstehung eines Platinprimäroxys führt, wobei Kohlenstoff frei wird. Das Platinprimäroxid zerfällt dann mit Wasser in Platin und  $OH'$ -Ionen, indem sich die Elektrode positiv lädt. Die von der französischen Firma Le Carbone in den Handel gebrachten Carbone-Elektroden haben als Sauerstoffelektroden eine gute Leistungsfähigkeit, werden aber von den Diffusions-Sauerstoffelektroden übertroffen. Als positive Elektrode in galvanischen Elementen ist die Diffusions-Sauerstoffelektrode auch bei längerem Gebrauch sehr leistungsfähig, dabei wenig heikel und wird durch Kurzschluß nicht beschädigt.

Böttger.

**L. Bateman.** On the motion of Faraday's lines of force. Phys. Rev. **(2)** **25**, 895, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Der Verf. behandelt die Bewegung elektrischer Kraftfelder nach der Theorie von J. Thomson. Die vorgeschlagenen Geschwindigkeiten der elektrisch bewegten Pole können bis an die Lichtgeschwindigkeit herankommen. Gesetze über die Verteilung der Massen der Teilchen und der Geschwindigkeiten werden angegeben.

Mitzel.

**W. Richardson.** Rotation of Dielectric Bodies in Electrostatic fields. Nature **119**, 238, 1927, Nr. 2989. Vor einem Jahre teilte Verf. seine Beobachtungen darüber mit, daß dielektrische Körper zwischen den Polen einer Wimshurstmaschine rotieren, wenn sie frei aufgehängt sind. Außer den Arbeiten von L. G. Vedy und G. Gowlland wurden vom Imp. Coll. of Sci. and Techn. Versuche über diesen Effekt mit Paraffin, Ebonit, Siegellack und Glas angestellt. Metallüberzug verhindert die Rotation, doch rotieren Metallkörper mit einem Mantel aus dielektrischem Material. Bei Wechselspannung tritt keine Rotation auf, falls Entladungen fehlen. Auch wird der Effekt dadurch verhindert, daß der dielektrische Körper durch Einsetzen in einen Glasbecher

oder zwischen Ebonitplatten vor den Entladungen geschützt wird. Trotzdem scheint kein reiner Oberflächeneffekt vorzuliegen. Der Einfluß von Feuchtigkeit bedarf noch besonderer Untersuchung. *R. Jaeger*

**Charles Record.** Rotation of Dielectric Bodies in Electrostatic Fields. *Nature* **119**, 319, 1927, Nr. 2991. Die von Richardson (vgl. vorst. Bericht) mitgeteilte Rotation von Zylindern mit dielektrischer Oberfläche zwischen den Polen einer Wimshurstschen Maschine unterscheidet sich nicht wesentlich von dem alten Spielzeug des elektrostatischen Motors, der aus verschiedenen isolierenden Speichen bestand, die von einer Achse ausgingen und jede einen leichten Ball aus Celluloid trugen. Ein solcher Motor rotierte zwischen entgegengesetzt geladenen Kugeln. *Güntherschulze*

**G. L. Addenbrooke.** Rotation of Bodies with Dielectric Surfaces in Electrostatic Fields. *Nature* **119**, 389, 1927, Nr. 2993. Die Mitteilung knüpft an die vorstehende Notiz von Richardson an. Es werden Versuche des Verfassers vom Jahre 1896 erwähnt, die mit dem erwähnten Effekt in Zusammenhang zu stehen scheinen. Verf. ist der Ansicht, daß Rotation nur eintritt, wenn Büschelentladungen zwischen Elektroden und dem dielektrischen Körper übergehen. Der Einfluß der auf dem Dielektrikum auftretenden Ladungen bei gutem Dielektrikum und in Anwesenheit von Oberflächenfeuchtigkeit wird diskutiert. *R. Jaeger*

**W. Herz.** Dielektrizitätskonstante und Brechungsquotient. *ZS. anorg. Chem.* **161**, 217–220, 1927, Nr. 3. Es werden die Werte verglichen, die man erhält, wenn man die Molrefraktion einmal mit Hilfe der Brechungsexponenten (bezogen auf die Na-Linie), und das andere Mal unter Verwendung der Dielektrizitätskonstanten (bezogen auf unendlich lange Wellen) feststellt. Die den Berechnungen zugrunde liegenden Werte werden dem Landolt-Börnstein entnommen. Bei gewöhnlichen Kohlenwasserstoffen stimmen beide Werte bis auf einige Prozent überein. Dagegen sind bei den halogenierten Kohlenwasserstoffen die mit den Dielektrizitätskonstanten berechneten Werte erheblich größer als die anderen, da die Molekeln aller dieser Stoffe Dipole sind. Eine Ausnahme bildet nur der Tetrachlorkohlenstoff. Beim Übergang von Chlorierung zu Bromierung scheinen die Dipolmomente abzunehmen. Auch die Ester, Äther, Alkohole, Säuren, Ketone und Aldehyde erwiesen sich hiernach als ausgeprägte Dipole. Dabei scheint das Dipolmoment in homologen Reihen mit steigendem Molgewicht abzunehmen. *Güntherschulze*

**B. W. St. Clair.** Some Aspects of the Dielectric Loss Measurement Problem. *Journ. Amer. Inst. Electr. Eng.* **45**, 729–733, 1926, Nr. 8. Verfaßt berichtet über die Hauptschwierigkeiten bei der genauen Messung von Leistungsfaktoren bei sehr kleinen Leistungsfaktoren, die meistens nicht bekannt sind, besonders bei Prüfungen von geringen Abmessungen und bei hohen Spannungen. Mit Hilfe kalorimetrischer Methoden wird versucht, geeignete Vergleichsnormalien zu schaffen. *A. Burmester*

**N. A. de Bruyne and R. W. W. Sanderson.** The electrostatic capacity of aluminium and tantalum anode films. *Trans. Faraday Soc.* **23**, 42–50, 1927, Nr. 1. Verff. untersuchten die Abhängigkeit der elektrostatischen Kapazität von Al- und Ta-Anoden in Abhängigkeit von der Frequenz des Meßstromes. Dabei wurden die Anoden von oben her in den Elektrolyten geführt, so daß die Grenze Luft–Anode–Elektrolyt dem Strome zugänglich war, und die Messung nach Abschalten des formierenden Gleichstromes mit reinem Wechselstrom ausgeführt. Verff. behaupten im Gegensatz zu den Beobachtungen früherer Forscher, daß das keinerlei Einfluß auf die Kapazität habe. Sie kommen



dem Schluß, daß, wenn eine derartige Zelle durch eine Kombination von reiner Kapazität und Widerstand ersetzt wird, die Kapazität und der Widerstand nicht unabhängig von der Frequenz sind, so daß sich keine einfache Kombination finden lasse, die das Verhalten der Zelle genau wiedergibt. Die Untersuchungen erstrecken sich auf die Frequenzen 600 bis 2000. Sie glauben hieraus den Schluß ziehen zu sollen, daß aus den Kapazitätsmessungen nicht eine bestimmte, der Kapazität zugrunde liegende Dicke einer isolierenden Schicht abgeleitet werden kann. Sie finden jedoch selbst, daß der reziproke Wert der Kapazität einer Al-Anode mit der Dauer der Einschaltung nach einem annähernd logarithmischen Gesetz einem konstanten Werte zustrebt.

Güntherschulze.

**Arthur Bramley.** Dielectric constant of bromine. Part II. Journ. Frankl. Inst. **203**, 251–260, 1927, Nr. 2. Verf. untersucht nach einer alten elektrostatischen Methode des Vergleichs zweier Kondensatoren mit Hilfe einer Kompensationsschaltung und eines Elektrometers die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von Bromdampf von Druck, Temperatur und elektrischer Feldstärke. Bei konstanter Temperatur und Feldstärke sind die Kurven  $\epsilon - 1$  gegen Druck nach oben konkav bis 23,9° C, geradlinig bis 28,5° C und nach oben konvex bis 80° C. Bei 28,5° C konnte kein Einfluß der Feldstärke gefunden werden, wohl aber bei 80°, wo die Änderung der Dielektrizitätskonstante mit der Feldstärke vom Druck abhing. Es scheinen hier ähnliche Verhältnisse vorzuliegen, wie sie Wolf bei Wasserdampf und Ammoniak fand. Verf. entwickelt dann eine Theorie, nach der bei einem zweiatomigen Molekül die Dielektrizitätskonstante von dem mittleren Molekülabstand und von der Temperatur abhängt. Aus dieser Theorie folgt eine Wellenlänge der Eigenfrequenz des Moleküls für H<sub>2</sub>O zu 3,0  $\mu$  in sehr guter Übereinstimmung mit der stärksten Absorptionsbande des Wasserdampfes und für Br<sub>2</sub>-Dampf 0,9  $\mu$ ; die Suche nach einer entsprechenden Absorptionsbande hatte Erfolg. Es wurde eine breite Bande gefunden, die von 0,95 bis 1,5  $\mu$  reichte.

Güntherschulze.

**P. Walden und O. Werner.** Über Dielektrizitätskonstanten von Elektrolytlösungen. III. Dielektrizitätskonstanten von Salzlösungen in Aceton, Benzonitril, o-Nitrotoluol und Cyanessigsäuremethylester. ZS. f. phys. Chem. **124**, 405–426, 1926, Nr. 5/6. (Vgl. Walden, Ulich und Werner, ZS. f. phys. Chem. **115**, 177, 1925; **116**, 261, 1925.) Bei den mitgeteilten Untersuchungen handelt es sich um Messungen an Lösungsmitteln mittlerer DK. Die experimentellen Ergebnisse sind ohne theoretische Diskussion wiedergegeben, die später folgen soll. Die Wellenlänge der benutzten Schwingungen betrug rund 5 m, die Durchschnittstemperatur war 20° C und auf etwa  $2/10^0$  konstant. Die Eigenleitfähigkeit der Lösungsmittel lag im Durchschnitt bei  $\kappa = 1,0 \cdot 10^{-7}$ . In den im Auszug mitgeteilten Tabellen bedeutet  $c$  die Konzentration ( $c = 0,001$  entspricht einer Verdünnung von 1000 Litern).

#### 1. Lösungsmittel Aceton. ( $\epsilon = 20,50$ )

Tetraäthylammoniumjodid, N(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>4</sub> J, $t = 20^0$		Tetraamylammoniumjodid, N(C <sub>5</sub> H <sub>11</sub> ) <sub>4</sub> J, $t = 20^0$		Tetrapropylammoniumjodid, N(C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> ) <sub>4</sub> J, $t = 20^0$	
$\epsilon$	$c$	$\epsilon$	$c$	$\epsilon$	$c$
20,22	0,000 081 4	20,33	0,000 098 1	20,50	0
19,90	0,000 353	19,89	0,000 425	18,06	0,001 69
18,86	0,001 058	18,44	0,001 27	15,54	0,003 37
		16,26	0,002 54		

Ammoniumjodid, $\text{NH}_4\text{J}$ , $t = 20^0$		Tetraäthylammoniumchlorid, $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_4\text{Cl}$ , $t = 20^0$		Triäthylammoniumchlorid, $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_3\text{Cl}$ , $t = 20^0$	
$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$
20,23	0,000 282	19,75	0,000 398	20,83	0
19,16	0,001 22	13,99	0,003 72	20,37	0,000 373
16,22	0,003 67			20,33	0,003 48
12,64	0,007 34				

Diäthylammoniumchlorid, $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{Cl}$ , $t = 20^0$		Isobutylammoniumchlorid, $\text{N}(\text{C}_4\text{H}_9)\text{Cl}$ , $t = 20^0$		Tetraäthylammoniumpikrat, $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_4[\text{O}(\text{C}_6\text{H}_5)_2(\text{N}(\text{O}_2)_3)]$ , $t = 20^0$	
$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$
20,32	0,000 920	20,38	0,001 05	20,45	0
20,35	0,009 26	20,45	0,009 80	18,80	0,001 002
				16,80	0,002 68

Diäthylammoniumpikrat, $\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_2[\text{O}(\text{C}_6\text{H}_5)_2(\text{N}(\text{O}_2)_3)]$ , $t = 19^0$		Isobutylammoniumpikrat, $\text{N}(\text{C}_4\text{H}_9)[\text{O}(\text{C}_6\text{H}_5)_2(\text{N}(\text{O}_2)_3)]$ , $t = 20^0$		Quecksilberchlorid, $\text{HgCl}_2$ , $t = 20^0$	
$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$
20,00	0,000 221	19,37	0,000 958	19,84	0,001 06
18,20	0,002 06	12,46	0,008 93	18,32	0,009 88

Quecksilbercyanid, $\text{Hg}(\text{CN})_2$ , $t = 20^0$		p-Anisoldiphenylmethylperchlorat, $(\text{CH}_3 \cdot \text{O} \cdot \text{C}_6\text{H}_4) \cdot \text{C} \cdot (\text{C}_6\text{H}_5)_2\text{ClO}_4$ , $t = 20^0$	
$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$
20,40	0,001 098	19,96	0,000 278
20,21	0,010 24	16,10	0,002 595

## Dreiionige Salze.

Tetraäthylammoniumstyphnat, $[\text{N}(\text{C}_2\text{H}_5)_4]_2 \cdot \text{O}_2\text{C}_6\text{H}(\text{N}(\text{O}_2)_3)$ , $t = 20^0$		Bariumperchlorat, $\text{Ba}(\text{ClO}_4)_2$ , $t = 20^0$	
$\varepsilon$	$c$	$\varepsilon$	$c$
21,46	0	20,51	0
19,14	0,001 13	19,36	0,000 539
16,92	0,003 02	17,75	0,001 435
		12,97	0,005 02

2. Lösungsmittel Benzonitril. ( $\epsilon = 25,20$ .)

Tetrapropylammoniumjodid, $N(C_3H_7)_4J$ , $t = 21^0$		Triäthylammoniumchlorid, $NH(C_2H_5)_3Cl$ , $t = 20^0$		Tetraäthylammoniumpikrat, $N(C_2H_5)_4[OC_6H_2(NO_2)_3]$ , $t = 20^0$	
$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$
22,97	0,001 94	25,30	0,000 470	24,60	0,000 570
13,22	0,018 10	25,88	0,004 38	19,75	0,005 32

Diäthylammoniumchlorid, $NH_2(C_2H_5)_2Cl$ , $t = 20^0$		Diäthylammoniumpikrat, $NH_2(C_2H_5)_2[OC_6H_2(NO_2)_3]$ , $t = 20^0$	
$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$
25,15	0,000 366	25,05	0,000 586
25,68	0,003 47	24,10	0,005 48

3. Lösungsmittel o-Nitrotoluol. ( $\epsilon = 25,85$ .)

Tetraäthylammoniumpikrat, $N(C_2H_5)_4[OC_6H_2(NO_2)_3]$ , $t = 20^0$		Triäthylammoniumchlorid, $NH(C_2H_5)_3Cl$ , $t = 20^0$	
$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$
25,24	0,000 711	25,68	0,000 519
23,18	0,006 64	25,68	0,004 84

Tetraäthylammoniumjodid, $N(C_3H_7)_4J$ , $t = 20^0$		Isobutylammoniumpikrat, $NH_3(C_4H_9)[OC_6H_2(NO_2)_3]$ , $t = 20^0$	
$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$
25,20	0,001 48	25,90	0,001 08
23,15	0,008 90	25,67	0,010 18

4. Lösungsmittel Cyanessigsäuremethylester. ( $\epsilon = 29,30$ .)

Tetraäthylammoniumpikrat, $N(C_2H_5)_4[OC_6H_2(NO_2)_3]$ , $t = 20^0$		Tetrapropylammoniumjodid, $N(C_3H_7)_4J$ , $t = 20^0$		Triäthylammoniumchlorid, $NH(C_2H_5)_3Cl$ , $t = 20^0$	
$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$	$\epsilon$	$C$
28,72	0,001 29	28,55	0,000 995	29,20	0,000 895
24,35	0,012 00	25,15	0,009 30	29,45	0,008 34
15,50	0,040 0				

Dem dielektrischen Verhalten entsprechend, wird zwischen „starken“ und „schwachen“ Elektrolyten unterschieden. In Aceton sind alle genannten Salze mit Ausnahme der Hg-Verbindungen starke Elektrolyte. *R. Jaeger.*

**Robert N. Kerr.** The Electric Moments of Disubstituted Benzene Derivatives. Phil. Mag. (7) 3, 330—336, 1927, Nr. 14. Die Untersuchung der Dielektrizitätskonstante einer Anzahl disubstituierter Benzolderivate ergab folgendes:



Temperatur 58° C. Wellenlänge 95 m.

Substanz	$d_4^{58}$	$\epsilon$	$\frac{\epsilon \cdot M}{d}$	$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{M}{d}$
Chlorbenzol . . . . .	1,064	5,23	553	61,8
Dichlorbenzol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,256 \\ 1,244 \\ 1,248 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 7,00 \\ 4,63 \\ 2,62 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 838 \\ 548 \\ 308 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 78,0 \\ 64,7 \\ 29,8 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4\text{Cl}_2$ . . . . .				
Anilin . . . . .	0,989	6,20	538	59,7
Toluidin, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 0,966 \\ 0,959 \\ 0,954 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5,71 \\ 5,45 \\ 4,88 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 633 \\ 609 \\ 548 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 67,7 \\ 66,7 \\ 63,3 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4(\text{NH}_3)(\text{CH}_3)$ . . . . .				
Nitrobenzol . . . . .	1,165	28,00	2958	95,1
Nitrotoluol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,126 \\ 1,121 \\ 1,117 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 21,61 \\ 21,86 \\ 21,22 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2631 \\ 2673 \\ 2728 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 106,3 \\ 106,9 \\ 107,5 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4(\text{NO}_2)(\text{CH}_3)$ . . . . .				
Chlortoluol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,044 \\ 1,035 \\ 1,031 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4,16 \\ 5,04 \\ 5,55 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 504 \\ 616 \\ 681 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 62,1 \\ 70,1 \\ 73,9 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4\text{Cl}\cdot\text{CH}_3$ . . . . .				
Brombenzol . . . . .	1,444	4,92	535	61,2
Bromtoluol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,344 \\ 1,309 \\ 1,314 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4,28 \\ 5,36 \\ 5,49 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 544 \\ 700 \\ 714 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 66,4 \\ 77,4 \\ 78,0 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4\text{BrCH}_3$ . . . . .				
Phenol . . . . .	1,075	9,90	866	65,1
Cresol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{m-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,012 \\ 1,013 \\ 1,004 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 6,02 \\ 9,68 \\ 9,91 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 643 \\ 1033 \\ 1064 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 66,9 \\ 79,3 \\ 80,5 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4(\text{OH})(\text{CH}_3)$ . . . . .				
Chlorophenol, $\left\{ \begin{array}{l} \text{o-} \\ \text{p-} \end{array} \right.$ . . . . .	$\left\{ \begin{array}{l} 1,218 \\ 1,247 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5,41 \\ 9,46 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 571 \\ 975 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 62,5 \\ 76,0 \end{array} \right.$
$\text{C}_6\text{H}_4\text{ClCH}_3$ . . . . .				

Die Tabelle zeigt, daß die Dielektrizitätskonstante beim Übergang von der Ortho- über die Meta- in die Parastellung manchmal zu-, manchmal abnimmt. Eine Prüfung der Theorie von J. J. Thomson über die Änderung der Dipolmomente solcher Isomere ergab, daß sie gilt, wenn beide Substituenten die gleichen sind, im anderen Falle dagegen öfter versagt. Güntherschulze.

**K. Draeger.** Über Alterungserscheinungen an Porzellanisolatoren. Elektrot. ZS. 47, 1097—1101, 1926, Nr. 38. Verf. beweist durch eine große Anzahl von Versuchen mittels dielektrischer Verlustwinkelmessungen, Stoßprüfungen und Durchschlagsproben unter Öl an alten ausgebauten Isolatoren und neuen Isolatoren derselben Lieferungen, sowie an neuen Isolatoren, die künstlich mechanisch und thermisch übermäßig beansprucht wurden, daß eine Änderung der Struktur des Porzellans („Altern“) nicht nachweisbar ist. Die Isolatorschäden werden durch äußere Einflüsse verursacht, die lediglich durch geeignete Bindemittel und entsprechende Formen der Isolatoren auf ein Minimum herabgedrückt werden können. A. Burmester.

**Georg J. Meyer.** Betrachtungen über die Wärmebeständigkeit einiger künstlicher Isolierstoffe. Elektrot. ZS. 47, 1117—1118, 1926, Nr. 38.

Verf. weist darauf hin, daß der Begriff der Wärmebeständigkeit für elektrische Isolierstoffe die Eigenschaft kennzeichnet, daß bei der höchsten betriebsmäßig vorkommenden Temperatur auch die mechanischen und elektrischen Gütewerte innerhalb des zulässigen Maßes bleiben. Es kommt weniger darauf an, daß sich die Eigenschaften mit der Temperatur ändern, sondern daß sie unter allen Umständen den Anforderungen genügen. Er empfiehlt deshalb die Druckstempelprüfung bei einem Druck von etwa 1000 Atm.

*A. Burmester.*

**U. Retzow.** Erwiderung. Elektrot. ZS. 47, 1118, 1926, Nr. 38. Verf. erwidert auf die Ausführungen von Georg J. Meyer (vgl. vorst. Ref.), daß die Prüfung auf Wärmebeständigkeit der elektrischen Isolierstoffe unbedingt einer Ergänzung in zweckentsprechender Weise bedarf. In seiner Arbeit wollte er lediglich einige Unterlagen geben über das Verhalten einiger Isolierstoffe bei erhöhter Temperatur.

*A. Burmester.*

**A. L. Norbury.** The thermoelectric properties of certain metallic solid solutions. Phil. Mag. (7) 2, 1188—1198, 1926, Nr. 12. Feste Lösungen von Al, Mn, Ni, Zn, Ag und Sn in reinem Cu werden auf ihr thermoelektrisches Verhalten gegen Cu untersucht, die Ergebnisse in Tabellen und Kurven dargestellt. Die Messungen erfolgen an Drähten dieser Legierungen zwischen  $-191$  und  $+500^{\circ}$ . Besonders übersichtlich werden die Ergebnisse, wenn gleichatomige Mengen (1 Atomproz.) obiger Metalle, in Cu gelöst, gegen reines Cu geprüft werden. Die Ordnung der Thermokräfte ist dann die gleiche, wie die Ordnung der gelösten Metalle im periodischen System der Elemente, von Ag in der ersten Vertikalreihe, das die kleinsten Thermokräfte ergibt, bis zum Ni in der achten Reihe, das die größten Thermokräfte zeigt. Das regt den Verf. an, auch die Thermokräfte fester Lösungen in anderen Metallen gegen das Lösungsmittel zu untersuchen, wobei die experimentellen Daten fremder Autoren Verwendung finden. Es ergibt sich, daß ein Zusammenhang zwischen der Wirkung eines gelösten Metalls auf die Thermokraft des Lösungsmittels und der Stellung der beiden Elemente im periodischen System zu bestehen scheint. — Außerdem wird das Thermoelement Pt—Pt, Rh (90 Proz. Pt, 10 Proz. Rh) noch einmal genau durchgemessen. Der Verf. gibt hierfür eine neue, sich gut bewährende Formel:  $e = a + bT + c10^{-dT}$ , wobei  $T$  die absolute Temperatur und  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  Konstanten sind, die von der Art des Elements und der anderen Lötstelle abhängen und die graphisch ermittelt werden können.

*Cermak.*

**Edm. van Aubel.** Sur le pouvoir thermoélectrique des alliages. Bull. de Belg. (5) 12, 559—566, 1926, Nr. 8/9. Der Verf. hat die Legierungen Bi—Ti, Sb—Sn, Sb—Ag von neuem untersucht und gibt in Tabellen und Kurven deren Thermokräfte pro Grad gegen Cu in Mikrovolt an in Abhängigkeit von der prozentualen Mischung der Metalle. Er weist im Gegensatz zu H. Pelabon und in Übereinstimmung mit früheren Autoren nach, daß sich aus den Diagrammen die Existenz von bestimmten chemischen Verbindungen erkennen läßt, und daß die Messung der Thermokräfte der Legierungen ebenso guten Aufschluß über ihre Konstitution ergibt, wie die Messung der elektrischen Leitfähigkeiten.

*Cermak.*

**Karl K. Darrow.** Some Contemporary Advances in Physics. V. Bell Syst. Techn. Journ. 3, 621—650, 1924, Nr. 4. Inhalt der zusammenfassenden Darstellung: Elektrizitätsleitung in festen Körpern. Leitfähigkeit und periodisches System. Supraleitung. Einfluß der Rekristallisation und Bearbeitung. Ver-

unreinigungen. Theorien. Verf. kommt zu dem Schluß, daß sich dieses Gebiet der Physik in einem höchst unbefriedigenden Zustand der Verwirrung und der widersprechenden Regeln befindet.

*Güntherschulze.*

**T. F. Hargitt.** The Hall effect in bismuth sputtered films. Phys. Rev. (2) 28, 1034—1037, 1926, Nr. 5. Es wird der Halleffekt an durch Zerstäubung von Wismut hergestellten Flächen gemessen von einer Dicke von  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  mm. Der Hallkoeffizient wird nach der üblichen Formel  $R = Et/Hi$  berechnet und die Werte von  $R$  in Abhängigkeit von der Dicke der Schicht dargestellt. Es zeigt sich ganz allgemein ein Ansteigen von  $R$  mit zunehmender Dicke ( $2 \cdot 10^{-5}$  elektrom. Einh. bei  $10^{-4}$  mm bis zu  $1,6 \cdot 10^{-4}$  bei  $10^{-3}$  mm). — Ferner werden Versuche beschrieben bei Schichten, welche durch Zerstäubung in einem Magnetfeld entstanden. Im ganzen wurden drei Platten bestäubt, von denen zwei einen um 75 Proz. höheren Wert für  $R$  zeigten als Schichten der gleichen Dicke, die ohne Magnetfeld entstanden waren. Der dritte zeigte kleinere Unterschiede, die der Verf. aber auf Meßfehler zurückführen zu können glaubt.

*A. Goetz.*

**A. Goetz.** Untersuchungen über den glühelektrischen Elektronenaustritt bei Zustandsänderungen des Kathodenmaterials. Phys. ZS. 27, 795—796, 1926, Nr. 23. (Vortrag auf der Düsseldorfer Naturforscherversammlung 1926.) Die Veröffentlichung ist ein kurzes Referat über eine umfangreiche Untersuchung, welche inzwischen in der ZS. f. Phys. publiziert worden ist. Es werden hier hauptsächlich die theoretischen Folgerungen aus dem Auftreten eines Sprunges des glühelektrischen Sättigungsstromes im Schmelzpunkt des Kathodenmaterials diskutiert und die Auffassung ausgesprochen, daß dieses Ergebnis den Vorstellungen der Elektronendampftheorien widerspricht, weil es thermodynamisch undenkbar ist, daß dasselbe Material bei derselben Temperatur zwei verschiedene Temperaturen besitzt. In der Diskussionsbemerkung wird von Schottky diese Folgerung bestritten.

*A. Goetz.*

**Franz Quittner.** Die elektrolytische Leitfähigkeit des Glases bei hohen Feldstärken. Wiener Anz. 1927, S. 43, Nr. 8. „Die Leitfähigkeit des gewöhnlichen Gerätglases und des Schottischen Glases 1447 III wird bei den Temperaturen von 20 und 50° C und bei hohen Feldstärken untersucht, bei denen die Leitfähigkeit wesentlich erhöht ist. Die Leitung erweist sich als rein elektrolytisch. — Der Nachweis wird in der Weise geführt, daß die Gültigkeit des Faradayschen Gesetzes an der Menge der aus dem Glase in wässrige Lösung auswandernden Metallionen durch Titration mit  $10^{-3}$  norm. Säure und Jodeosin als Indikator geprüft wird; dabei wird ein auf dieser Methode beruhendes Coulombmeter von großer Genauigkeit benutzt. — Durch Vorbehandlung mit  $10^{-2}$  norm.  $K_2SO_4$ -Lösung als Anode kann bei Thüringer Glas eine Schicht erzeugt werden, aus der bei Umkehrung der Stromrichtung kein Alkali auswandert. Nach längerem Stromdurchgang in dieser Richtung nimmt die Na-Auswanderung wieder zu, so daß der frühere Zustand der quantitativen Na-Auswanderung fast vollständig erreicht werden kann. — Der Prozentsatz der Na-Ioneneinwanderung aus  $Na_2SO_4$ -Lösung in das Glas 1447 III wächst mit steigender Konzentration der vorgelegten Lösung. Aus 1 norm.  $Na_2SO_4$ -Lösung wandern Na-Ionen annähernd quantitativ entsprechend dem Faradayschen Gesetz ein.“

*Güntherschulze.*

**Mabel K. Slattery.** Is the Absorption of Light by Sodium Vapor Affected by the Presence of a Magnetic Field? Journ. Opt. Soc. 14, 139, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) [S. 1084.]

*Güntherschulze.*



**Richard Rudy.** Electrical and thermal conductivity and periodic system of elements. Journ. Frankl. Inst. **203**, 459—460, 1927, Nr. 3. [S. 1019.]

*Güntherschulze.*

**Richard M. Bozorth.** The solubility of potassium perchlorate in salt solutions and the corresponding activity relations. Journ. Amer. Chem. Soc. **45**, 2653—2657, 1923, Nr. 11. Verf. untersucht die Löslichkeit von  $\text{KClO}_4$  in 0,1-, 0,3- und 0,6 norm. Lösungen der Salze  $\text{KCl}$ ,  $\text{KNO}_3$ ,  $\text{K}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{NaNO}_3$ ,  $\text{NaClO}_4$ ,  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{BaCl}_2$  und  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ . Es werden die Einflüsse der verschiedenen Ionen auf das Produkt der Aktivitätskoeffizienten der K- und  $\text{ClO}_4$ -Ionen ermittelt. Es zeigt sich, daß sie bei den benutzten Konzentrationen spezifisch und additiv wirken.

*Güntherschulze.*

**Erik Liebreich.** Zur Theorie der elektrolytischen Abscheidung des Chroms aus wässerigen Chromsäurelösungen. ZS. f. Elektrochem. **33**, 69—72, 1927, Nr. 2. Einige Bemerkungen zu der Arbeit von Erich Müller (vgl. diese Ber. **7**, 1997, 1926).

*Brandes.*

**Erich Müller.** Zur Theorie der elektrolytischen Abscheidung des Chroms aus wässerigen Chromsäurelösungen. ZS. f. Elektrochem. **33**, 72—76, 1927, Nr. 2. Entgegnung auf vorstehende Ausführungen. *Brandes.*

**Fritz Foerster.** (Nach Versuchen von **J. Fischer.**) Über die Form elektrolytisch abgeschiedener Metalle. ZS. f. Elektrochem. **32**, 525—534, 1926, Nr. 11. Metalle können bei ihrer elektrolytischen Ausfällung entweder neue Kristallkeime bilden, oder aber das vorhandene Kristallgitter der Unterlage fortsetzen. Im ersteren Falle geschieht es, daß z. B. beim Zinn die neu ausgeschiedenen Metallatome sich an die Spitzen von Unregelmäßigkeiten der Unterlage ansetzen, so daß schließlich eine Ausscheidung in Form langer Nadeln zustande kommt. Um diese Ausscheidung zu verhindern, benutzen Verf. eine Lösung von 0,25 Mol Stannosulfat, 0,15 Mol Schwefelsäure und 0,16 Mol Kresolsulfonsäure (aus m-Kresol). Wird aus solchen Lösungen Zinn auf glattes, spiegelndes Weißblech niedergeschlagen, so nimmt der Niederschlag alsbald dieselbe eisblumenartig kristalline Form an, die beim Anätzen der ursprünglich glatten Fläche mit Salzsäure hervorzutreten pflegt. Rauht man aber das Weißblech vor der Elektrolyse durch Abschmirgeln auf, so wirkt der elektrolytische Niederschlag gleichmäßig feinkristallin. Bei Stromdichten über 0,01 Amp./qcm bedecken sich die ursprünglich erhaltenen eisblumenartigen Niederschläge ebenfalls bald mit feinkristallinen Formen. Dies geschieht bei um so geringeren Stromdichten, je niedriger man die Zinnkonzentration der Lösung hält, bei um so höheren, je stärker schwefelsauer die Lösung ist. Dieselbe eisblumenartige Ausscheidung zeigen Elektrolytlösungen, in denen das nadelige Auswachsen des Zinnniederschlags statt durch Kresolsulfosäure durch Bildung komplexer Zinn-oxalate oder Pyrophosphate unterbunden ist; auch gelatinehaltige Lösungen, sofern sie stark schwefelsauer sind. Auch auf Cadmiumoberflächen scheidet sich elektrolytisch niedergeschlagenes Cadmium unter geeigneten Bedingungen im Anschluß an vorhandene Kristallgitter an, was deutlich zu erkennen ist, wenn man sich durch langsames Erstarrenlassen der Kathodenplatte eine hinreichend großkristalline Oberfläche verschafft. Um zu einem Schluß zu kommen, ob in der kresolsulfosauren Stannosulfatlösung das Zinn sich in einem normalen kathodischen Abscheidungsvorgang niederschlägt oder kompliziertere Verhältnisse obwalten, haben Verf. die Ruhepotentiale gemessen; sie sind in der Lösung 0,25 mol.  $\text{Sn SO}_2$ , 0,6 norm.  $\text{H}_2\text{SO}_4$   $e_n = 0,161$  Volt, 0,25 mol.  $\text{Sn SO}_4$ , 0,3 norm.

$\text{H}_2\text{SO}_4$ , 0,3 norm. m-Kresolsulfat  $e_n = 0,168$  Volt, also durchaus normal. Dem nach beruht der Einfluß der m-Kresolsulfosäure lediglich auf der Gegenwart ihrer Ionen, nicht etwa auf Komplexsalzbildung. H. Brandes.

**Edgar Newbery.** Anodic Overvoltage Measurements with the Cathode Ray Oscillograph. Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 103—110, 1927, Nr. 766. Verf. untersuchte nach einer früher [Proc. Roy. Soc. London (A) **111**, 182, 1926] beschriebenen Methode die Potentiale der Metalle Pt, Au, Pb, Ni, Fe, Cr, Sb, Ta, Bi in verdünnter Schwefelsäure bei Stromlosigkeit und ihre Änderung beim Einschalten. Alle Elektroden wurden vor den Versuchen abgeschmirgelt und hatten eine freie Oberfläche von  $1\text{ cm}^2$ . Es ergab sich folgendes: Unangreifbare und passivierbare Elektroden im passiven Zustand zeigen als Anoden Überspannungen und Übergangswiderstände, die in jeder Hinsicht den entsprechenden Erscheinungen an den Metallen als Kathoden ähnlich sind. Blei gehört zu den passiven Elektroden.  $\text{PbO}_2$  ist eine „Überspannungsverbindung“. Cr wird in Hinsicht auf die Bildung dreiwertiger Ionen leicht passiv, nicht jedoch für sechswertige Ionen. Die Ursache der Passivität ist die Bildung eines unlöslichen, elektrisch leitenden Überzuges einer Überspannungsverbindung, die unter Umständen eine feste Lösung in der Elektrodenoberfläche bildet. Diese Schicht hat bei Blei eine meßbare Dicke, weil  $\text{PbO}_2$  porös ist, so daß die Wirkung in die Tiefe dringen kann, während sie bei Fe und Ni unsichtbar ist. Ventilwirkung wird durch die Bildung einer unlöslichen, elektrisch nicht leitenden Schicht aus Oxyd oder einer anderen Verbindung hervorgerufen, die das Dielektrikum eines Kondensators bildet, dessen Belegungen Elektrode und Elektrolyt sind. Die Dicke dieses Überzuges wird für Sb zu  $4 \cdot 10^{-5}$  cm, für Ta zu  $10^{-6}$  cm berechnet. Die Gleichrichterwirkung soll darauf beruhen, daß diese Schicht sich teils wie ein Kondensator, teils wie eine semipermeable Membran verhält, die nur für Wasserstoffionen durchlässig ist. — Die umfangreiche Literatur über den Gegenstand, die nahezu alles enthält, was der Verf. vorbringt, ignoriert er vollkommen.

*Güntherschulze.*

**Duncan A. Mc Innes, Irving A. Cowperthwaite and Kenneth C. Blanchard.** The moving-boundary method for determining transference numbers. V. A constant current apparatus. Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 1909—1912, 1926, Nr. 7. Um die Elektrizitätsmenge zu bestimmen, welche durch den zur Ermittlung der Grenzflächenverschiebung dienenden Apparat gesandt wurde, haben die Verf. ein durch eine photoelektrische Zelle betriebenes Relais konstruiert, welches in der vorliegenden Abhandlung näher beschrieben wird. Es gelingt, die Stromstärke innerhalb 0,02 bis 0,03 Proz. konstant zu erhalten. In 0,1 norm. Lösung von  $\text{KNO}_3$  wurde bei  $25^\circ$  die Überföhrungszahl des  $\text{K}'$ -Ions zu 0,5122, die des  $\text{NO}_3'$ -Ions zu 0,4872 bestimmt.

*Böttger.*

**S. E. Sheppard.** Electro-deposition of Rubber. Nature **119**, 393, 1927, Nr. 2993. Verf. wendet sich gegen die mißverständliche Angabe in der Beschreibung eines Verfahrens der elektrischen Abscheidung von Gummi (Nature **119**, 129, 1927), wonach sich auf diese Weise nur dünne Schichten herstellen lassen sollten, weil Gummi ein Nichtleiter ist. Verf. weist darauf hin, daß sich bei der elektrischen Abscheidung ein schwammiges Gel bildet, das noch von leitender Flüssigkeit durchsetzt ist, daher ist die Grenze für die Schichtdicke nicht durch die Nichtleitung des Gummis, sondern durch andere Ursachen bedingt. *Güntherschulze.*

**Marcel Laporte.** Mobilités des ions dans les gaz. Journ. chim. phys. **24** 131, 1927, Nr. 2. [Soc. chim. phys.] Verf. entwickelt eine Methode zur Messung

der Ionenbeweglichkeit in Gasen, die der Fizeauschen Methode der Messung der Lichtgeschwindigkeit ähnlich ist. Die Ionen werden nämlich durch ein elektrisches Feld durch Fenster getrieben, die sich in zwei parallelen Platten befinden, aber durch Rotation zweier, mit gleichen Öffnungen versehener anliegender Scheiben immer nur kurze Zeit geöffnet werden. Die Ionen können die beiden Fenster nur dann passieren und eine dahinter befindliche Auffangelektrode erreichen, wenn die Zeit, die sie brauchen, um vom ersten Fenster zum zweiten zu gelangen, gleich der Dauer einer Scheibenumdrehung ist. Geschwindigkeitsunterschiede der Ionen von 6,7 Proz. lassen sich noch ermitteln. Die Versuche ergaben Ionenbeweglichkeiten, die innerhalb ziemlich enger Grenzen kontinuierlich veränderlich waren. Der Apparat verhält sich wie eine Art Beweglichkeitsspektrometer. Es ergeben sich Wahrscheinlichkeitskurven. Bei Luft liegen die Beweglichkeiten der positiven Ionen beispielsweise zwischen 0,82 und 2,02 mit einem Maximum bei 1,27, die der negativen zwischen 1,32 und 3,30 mit einem Maximum bei 2,16 (cm/sec pro Volt/cm). Feuchtigkeit verschiebt die Kurven in ihrer Gesamtheit bei den positiven Ionen zu kleineren, bei den negativen zu größeren Werten (1,47 und 1,79 in gesättigter Luft). In Sauerstoff und Stickstoff haben die positiven Ionen die gleiche Beweglichkeit wie in Luft. Die negativen haben in Stickstoff jedoch eine viel größere Beweglichkeit. Noch schärfer zeigt sich das in Argon. In ganz reinem Argon wird der Sättigungsstrom schon bei 2 Proz. der Spannung erreicht, die in Luft nötig ist. *Güntherschulze.*

**Leonard B. Loeb.** The mobilities of electrons in helium. Phys. Rev. (2) **23**, 157—168, 1924, Nr. 2. Es wurde die Beweglichkeit der Elektronen von He für Felder bis 50 Volt/cm und Drucke von 447, 189, 117 und 49 mm Hg mit hochfrequentem Wechselstrom reiner Sinusform untersucht. Das He wurde durch längeres Vorbeileiten an Holzkohle in flüssiger Luft gereinigt. Spektroskopisch läßt sich die Verunreinigung auf  $1/10000$  schätzen; sie bestand hauptsächlich aus H. Für die Beweglichkeit ergab sich die auf 760 mm Druck reduzierte Gleichung  $K' = [11,0 \cdot 10^8 / (2,45 + E_0 \cdot 760/p)]^{1/2}$ , wobei  $E_0 = V_0/d$  das am statischen Voltmeter abgelesene Feld ist. Da also  $K$  eine Funktion der Feldstärke ist, muß wegen der Verwendung des Wechselfeldes eine Korrektur angebracht werden. Die korrigierte Gleichung lautet:  $K = [7,57 \cdot 10^8 / (1,56 + E_0 \cdot 760/p)]^{1/2}$ . Für  $E_0 = 0$  ergibt das  $K_0 = 22000$ , ein Wert, der dem aus Townsends Gleichung folgenden nahe liegt. Danach scheint die mittlere freie Weglänge den von der kinetischen Theorie gelieferten Wert zu haben. Comptons Theorie stimmt für  $E_0 > 20$  Volt/cm gut, gibt für schwächere Felder aber zu kleine Werte. Für  $N_2$  und  $H_2$  lauten die korrigierten empirischen Gleichungen:

$$K = [3,637 \cdot 10^5 / (11,9 + E_0 \cdot 760/p)]^{1/2} \text{ für } N_2$$

und

$$K = \{4,32 \cdot 10^5 / [55,2 + (E_0 \cdot 760/p)^{3/4}]\} \text{ für } H_2. \quad \text{Güntherschulze.}$$

**F. M. Penning.** Messungen über die Potentialdifferenz zwischen den positiven Schichten in Argon und Neon. ZS. f. Phys. **41**, 769—774, 1927, Nr. 10. Es gelang dem Verf., eine geschichtete Entladung in reinen Edelgasen zu erhalten, die durch eine lange fortgesetzte Glimmentladung von den letzten Spuren unedler Gase gereinigt waren. Bei Ne beispielsweise bei 1,64 mm Druck und 0,1 mA. Es ergab sich bei ruhenden Schichten: bei Ar eine Schichtpotentialdifferenz von 11,9 Volt, was mit der Anregungsspannung der  $1s$ -Zustände (11,5 bis 11,8) annähernd übereinstimmt; bei Ne 18,5 Volt. Anregungsspannung



der 2  $p$ -Zustände 18,3 bis 18,9 Volt. Die Schichtpotentialdifferenz der laufenden Schichten nahm mit zunehmender Stromstärke ab. Vorläufige Messungen mit Kr und X ergaben Schichtpotentialdifferenzen von 3 bis 4 Volt. *Güntherschulze*

**E. Hiedemann.** Über die Schichtpotentiale von Wasserstoff bei der Hochfrequenz-Glimmentladung. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 47, 1926, Nr. 3. Kurzer vorläufiger Bericht. Die Schichten wurden mit sinusförmigen Schwingungen angeregt. Die aus den beobachteten Spannungen durch Multiplikation mit  $\sqrt{2}$  errechneten Schichtpotentiale wurden zu  $10,5 \pm 0,5$  Volt und  $13,5 \pm 0,5$  Volt bestimmt. Die Werte scheinen auf eine weitgehende Dissoziation des Wasserstoffs im Hochfrequenzfeld hinzuweisen. *Güntherschulze*

**William Stephenson.** The „Hetero-Normal“ Current-density Effect. Phil. Mag. (7) 3, 306–330, 1927, Nr. 14. Verf. ergänzt seine früheren Versuche (Phil. Mag. 2, 556, 1926) über den zuerst von Paschen benutzten, von Güntherschulze näher untersuchten und erklärten Stromverstärkungseffekt bei der Glimmentladung an einander zugekehrten Kathodenoberflächen, für den er einen neuen Namen („Heteronormaler Stromdichteeffekt“) eingeführt hatte. Neu ist an den Versuchen lediglich die Formel  $id^2 = \text{Const}$ , wo  $i$  die heteronormale Stromdichte bei normalem Kathodenfall und  $d$  die Dichte des zugehörigen Dunkelraumes ist. Sie folgt übrigens ohne weiteres aus Raumladungsbetrachtungen. *Güntherschulze*

**A. Güntherschulze.** Der Gradient in der positiven Säule der Glimmentladung. I. Stickstoff, Wasserstoff, Neon. ZS. f. Phys. 41, 718–736, 1927, Nr. 10. Das bisher allgemein übliche Verfahren, den Gradienten der positiven Säule der Glimmentladung in Abhängigkeit vom Gasdruck zu untersuchen, mit dem er nichts zu tun hat, und dabei die Temperaturerhöhung in der Entladungsstrecke nicht in Rechnung zu setzen, anstatt die mittlere freie Weglänge des Gases als Variable zu wählen, hat bisher die Auffindung von Gesetzmäßigkeiten vereitelt. In der vorliegenden Arbeit wird als Variable die mittlere freie Weglänge eingeführt, die aus dem gemessenen Druck und der teils gemessenen, teils berechneten Temperaturerhöhung in der Entladungsstrecke ermittelt wird. Es ergibt sich dann, daß der Gradient bei konstantem  $l$  von der Stromstärke der Glimmentladung in  $N_2$  und  $H_2$  unabhängig ist, während er in Ne bei höheren Stromdichten mit zunehmender Stromdichte ein wenig abnimmt. Ferner gilt

für alle drei Gase die auch theoretisch begründete Gleichung  $\text{Grad} = C \frac{l^{m-1}}{r^m}$

dabei ist für  $N_2$  und  $H_2$   $m = 1/3$ , für Ne  $m = 1$ . Das heißt, in Ne ist der Gradient von der Weglänge, also auch vom Gasdruck unabhängig. Hinsichtlich der Abhängigkeit des Gradienten von  $r$  stimmen die Ergebnisse der Messung mit der von Schottky aus seiner Theorie der ambipolaren Diffusion der positiven Säule

abgeleiteten Gleichung  $\text{Grad} = \frac{C}{r}$  überein, für  $N_2$  und  $H_2$  scheinen verwickeltere

Verhältnisse vorzuliegen. Die angegebene Gesetzmäßigkeit beginnt ihre Gültigkeit zu verlieren, erstens mit abnehmendem Gasdruck, wenn die freie Weglänge im Vergleich zum Rohrdurchmesser so groß wird, daß die Diffusionsgesetze nicht mehr gelten. Zweitens mit zunehmendem Druck, wenn der Druck so groß ist, daß sich die positive Säule von der Gefäßwand ablöst und zu einem selbständigen schlauch- oder fadenförmigen Gebilde wird. Das heißt, die Gesetzmäßigkeit gilt in dem ganzen Druckgebiet, in dem die eigentliche Glimmentladung vorhanden ist. *Güntherschulze*

**K. Lothar Wolf.** Über einen Niedervoltvakuumbogen und über die Kohlelinie 4267. *ZS. f. Phys.* **39**, 883–885, 1926, Nr. 12. [S. 1080.] *Grotrian.*

**Irving Langmuir.** Flames of atomic hydrogen. *Science (N. S.)* **62**, 463–464, 1925, Nr. 1612. Verf. gibt einen kurzen zusammenfassenden Rückblick über seine Versuche mit atomarem Wasserstoff, der mit Hilfe eines Lichtbogens in reinem Wasserstoff von Atmosphärendruck zwischen Wolframelektroden hergestellt und zum Schmelzen von Metallen in stark reduzierender Atmosphäre benutzt werden kann. *Güntherschulze.*

**James Taylor.** On the Sparking Potentials of Glow Discharge Tubes. I. *Phil. Mag.* (7) **3**, 368–382, 1927, Nr. 14. Zu den Versuchen wurden folgende Röhren benutzt: 1. Quadratische planparallele Eisenelektroden,  $1,85 \times 1,85$  cm. Abstand 0,35 cm. Gas 78 Proz. Ne, 22 Proz. He. 10 mm Druck. 2. Nickelelektroden von 5 cm Durchmesser, über 10 cm Radius gekrümmt. Abstand der Mitten 1,5 cm. Dasselbe Gasgemisch. 7,8 mm Druck. 3. Wie 2. mit Ansatzrohr zum elektrolytischen Einführen von Na. Druck 6,2 mm. Sorgfältigste Reinigung mit erhitztem Ca bei rotglühenden Elektroden ging den Versuchen vorher. Diese erstreckten sich zunächst auf die Untersuchung des Vorstromes vor Einsetzen der eigentlichen Glimmentladung, d. h. des sogenannten Koronastromes, für die die Stromspannungskurven gegeben werden. Sie liegen bei Strömen von  $10^{-6}$  und  $10^{-7}$  Amp. und werden als Koronacharakteristiken bezeichnet. Sodann wird der Begriff der Schwellenströme entwickelt und gezeigt, daß zu jedem durch die Röhre fließenden Strome ein bestimmtes Funkenpotential gehört, das um so kleiner ist, je größer der Strom ist. Die Schwellenstrom-Funkenpotentialfunktion ist die gleiche wie die Koronacharakteristik. An den Elektrodenoberflächen werden Wirkungen elektrischer Doppelschichten beobachtet. Durch die elektrolytische Einführung von Na und seine Übertragung auf die Elektroden wird gezeigt, daß das Funkenpotential sich mit der Natur der Kathode sehr beträchtlich ändert. *Güntherschulze.*

**James Taylor.** On the Sparking Potentials of Discharge Tubes containing carefully Purified Electrodes. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **114**, 73–84, 1927, Nr. 766. Fortsetzung früherer Versuche über die Beziehung zwischen Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden und Funkenpotential (*Phil. Mag.* **3**, 368, 1927). Anordnung: Zentrale Elektrode aus W-Draht. Konaxiale zweite Elektrode aus W-Drahtspirale in Vakuumgefäß. Füllung: Argon von geringem Druck. Beide Elektroden konnten durch Glühen im Vakuum oder in Argon elektrisch gereinigt werden. Einige Versuche wurden auch mit Elektroden mit Na-Überzug ausgeführt. Verf. kommt zu folgenden Schlüssen: Das Funkenpotential ist eine Funktion der Art und des Zustandes der Kathodenoberfläche und ändert sich mit dieser kontinuierlich. Es ist größer für die erste Entladung zwischen Elektroden, die im Vakuum ausgeglüht sind, fällt auf ein Minimum, wenn die Entladungen fortgesetzt werden, und steigt dann wieder auf einen bestimmten Endwert. Die Ergebnisse werden als Folge einer Änderung des photoelektrischen Emissionsvermögens (Ablösearbeit?) der Kathode gedeutet, die durch Änderung der Gasschichten hervorgerufen wird. Es wird dann eine Theorie des Funkenpotentials gegeben, in der angenommen wird, daß die zusätzliche Ionisation, die nötig ist, um eine selbständige Entladung zu erzeugen, durch die Emission von Elektronen von der Kathode hervorgerufen wird, die durch die photoelektrische Wirkung der Strahlung entsteht, die die Neutralisierung der positiven Ionen an der Kathodenoberfläche begleitet. Bei planparallelen

Elektroden führt diese Annahme zu einer Gleichung derselben Form wie die Townsends:  $\gamma(e^{\alpha x_1} - 1) = 1$ .  $\gamma$  hat aber eine andere Bedeutung. Es ist das Verhältnis der Zahl der durch den Photoeffekt von der Kathode abgegebenen Elektronen zu der Zahl der an ihr neutralisierten positiven Ionen.  $\alpha$  ist die mittlere Zahl von Molekülen des Gases, die durch ein Elektron auf 1 cm Weg in der Feldrichtung gebildet werden,  $x_1$  ist der Elektrodenabstand.  $\gamma$  hängt von der Beschaffenheit der Kathodenoberfläche ab. Güntherschulze

**Richard Herz.** Röntgenstrahlen (Physik, Technik und Anwendungen). Mit 48 Figuren im Text und 36 Abbildungen auf 16 Tafeln. 136 S. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1927. (Sammlung Götschen Nr. 950.) Inhalt: Physik der Röntgenstrahlen. Röntgentechnik (Röhrentechnik, Hochspannungserzeugung, Zubehör, Meßtechnik). Medizinische Anwendungen. Technische Anwendungen. Scheel.

**Stefan Meyer und Egon Schweidler.** Radioaktivität. Zweite vermehrte und teilweise umgearbeitete Auflage. Mit 108 Abbildungen im Text. X u. 722 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1927. „Als daher der Verlag uns aufforderte, an Stelle der vergriffenen ersten Auflage eine neue zu bearbeiten, mußten wir die ursprüngliche Darstellung auch in wesentlichen Punkten ergänzen und umändern. — Im allgemeinen ist allerdings die Anordnung des Stoffes beibehalten und die erwähnte Ausdehnung der Lehre von Atomstruktur und Kernphysik nur so weit behandelt worden, als sie in den engeren Rahmen der Radioaktivität fällt; ebenso blieb es unser Bestreben, das Buch als Nachschlagewerk brauchbar zu erhalten und dementsprechend auf möglichst vollständige Literaturangaben (bis etwa Herbst 1926 reichend) Gewicht zu legen. Aus dem gleichen Grunde wurden auch die im Anhang zusammengestellten Tabellen nach Zahl und Umfang beträchtlich vermehrt.“ Inhalt: Historische Einleitung. Die Prozesse der radioaktiven Umwandlung. Die Prozesse der radioaktiven Strahlung. Die Wirkungen der radioaktiven Strahlung. Maße und Meßmethoden. Die radioaktiven Substanzen. Die Radioaktivität in Geophysik und kosmischer Physik. Tabellen. Scheel.

**D. Brown and R. Whiddington.** Electron „Reflection“ in Vacuo. Nature 119, 427, 1927, Nr. 2994. Verff. fanden in Übereinstimmung mit Sharman, daß ein Teil der Elektronen, die von einem Glühdraht emittiert und durch die Spannung  $V$  gegen eine reflektierende Platte beschleunigt werden, mit einer Energie reflektiert werden, die der vollen Spannung  $V$  entspricht, und daß die Energien, die zwischen  $V$  und  $V - 12$  Volt liegen, in den meisten Photographien der Spektren fehlen. Das heißt, es ist ein kontinuierliches Spektrum vorhanden, das bei  $V - 12$  Volt beginnt und sich mit gleichförmig abnehmender Intensität zu kleineren Energien hin erstreckt. Eine derartige Aufnahme ist der Veröffentlichung beigelegt. Verff. halten die Lücke von 12 Volt für reell. Ein ähnlicher Effekt wurde von Becker bei der photoelektrischen Emission von verschiedenen Oberflächen mitgeteilt (Phys. Rev. 1924). Güntherschulze.

**F. K. Richtmyer and L. S. Taylor.** The relative probabilities of the photo-electric emission of electrons from Ag and Au. Phys. Rev. (2) 29, 353—354, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Das Verhältnis  $R_L^K$  der Zahl der  $K + L + M + \dots$  Photoelektronen zur Zahl der  $L + M + \dots$  Photoelektronen nimmt nach früheren Angaben von Richtmyer von 7,5 bei Mo auf etwa 5,1 bei Pb ab. Diese ungefähren Angaben sind mit keiner der be-



stehenden Theorien im Einklang. Die Theorien von J. J. Thomson und de Broglie verlangen Werte von  $R_L^K$ , die größer sind und mit abnehmender Atomnummer stärker anwachsen. Die Theorie von Kramers verlangt für  $R_L^K$  ungefähr den Wert 5,1 unabhängig von der Atomnummer. Besseres Material ist neuerdings gewonnen worden aus Messungen der  $K$ -Absorptionsgrenze bei Ag und Au unter Verwendung enger Spalte. Der Sprung des Massenabsorptionskoeffizienten an der Grenze wird mit einer Genauigkeit von 1 Proz. bestimmt. Aber der hieraus berechnete Wert von  $R_L^K$  hängt völlig ab von der Größe der für die Streuung einzusetzenden Korrektur. Wird der Massenstreuoeffizient  $\sigma/\rho$  für Ag und Au zu 0,8 angenommen, so ergibt sich für  $R_L^K$  der Wert 6,4 unabhängig von der Atomnummer, wie es nach Kramers sein soll, aber der Wert ist größer, als er nach dieser Theorie berechnet wird. Wenn der klassische Wert nach Thomson  $\sigma/\rho = 0,2$  angenommen wird, so wird  $R_L^K$  für Ag 6,0 und für Au 4,4. Eine wirklich zweifelsfreie Bestimmung von  $R_L^K$  wird erst möglich sein, wenn bessere Werte für den Streukoeffizienten vorliegen.

W. Grotrian.

**Werner Espe.** Über den Emissionsmechanismus von Oxydkathoden. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 29–45, 1927, Nr. 3. Es werden Versuche zur Aufklärung des Emissionsmechanismus von BaO-, SrO- und CaO-Kathoden angestellt, indem der Emissionsstrom in Abhängigkeit von der Zeit, von der Anodenspannung und von der Temperatur beobachtet wird. Die Ergebnisse sind folgende: Die Oxydbedeckung zersetzt sich elektrolytisch unter der Wirkung eines anfangs sehr kleinen Emissionsstromes. Als eigentliche Emissionszentren sind die elektrolytisch innerhalb der Schicht entstandenen und an die Oberfläche diffundierten Teilchen reinen Erdalkalimetalls anzusprechen. — Das Fehlen der Sättigungserscheinung wird durch den Einfluß der Anodenspannung auf die Elektrolyse erklärt. — Das  $V^{3/2}$ -Gesetz ist durchweg gut erfüllt, Gasreste können daher bei den Versuchen keine wesentliche Rolle gespielt haben. Die Emissionstemperaturabhängigkeit läßt sich für konstanten chemischen Zustand durch das Richardsonsche bzw. Dushmansche Gesetz gut darstellen. Der jeweilige chemische Zustand der Kathode drückt sich allein durch den Wert der Konstanten  $A$  der genannten Gesetze aus, während die Austrittsarbeit  $B$  konstant bleibt. Alles, was die Bildung reinen Metalls an der Emissionsoberfläche fördert (Elektrolyse innerhalb der Schicht und Diffusion der Teilchen an die Oberfläche), vergrößert  $A$ , erhöht also die Emissionsfähigkeit der betreffenden Kathode. Alles, was geeignet ist, die Emissionszentren zu zerstören (Verdampfung, Oxydation), setzt  $A$  und damit die Emissionsfähigkeit herab. Die Abhängigkeit des Heizmaßes von der Anodenspannung ist hieraus verständlich.

Scheel.

**Werner Espe.** Die Austrittsarbeit von Elektronen aus Erdalkalioxydkathoden. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 46–61, 1927, Nr. 3. Es wird die Abhängigkeit der Emission von Kathoden mit Erdalkalibedeckung gemessen und aus den erhaltenen Resultaten die Loslösungsarbeit sowohl für das  $\sqrt{T}$ - als auch für das  $T^2$ -Gesetz bestimmt. — Unter Zugrundelegung des Richardsonschen Gesetzes ergeben sich für die Austrittsarbeit ( $B$  in Grad Kelvin bzw.  $d\varphi$  in Volt) folgende Werte:

für CaO	22400 $\pm$ 300 <sup>0</sup>	oder	1,94 $\pm$ 0,03 Volt,
„ SrO	16600 $\pm$ 250 <sup>0</sup>	„	1,93 $\pm$ 0,02 „
„ BaO	12900 $\pm$ 250 <sup>0</sup>	„	1,11 $\pm$ 0,02 „

Für das Dushmansche Gesetz lauten die aus denselben Versuchsdaten ermittelten Zahlen:

für	CaO	20500	$\pm$ 300 <sup>0</sup>	oder	1,77	$\pm$ 0,03	Volt,
„	SrO	14750	$\pm$ 300 <sup>0</sup>	„	1,27	$\pm$ 0,025	„
„	BaO	11500	$\pm$ 300 <sup>0</sup>	„	0,99	$\pm$ 0,03	„

Die Ergebnisse werden mit Resultaten früherer Arbeiten verglichen.

*Scheele*

**H. Busch.** Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axial-symmetrischen elektromagnetischen Felde. *Ann. d. Phys.* (4) **81**, 974—993, 1926, Nr. 25. In einem axialsymmetrischen magnetischen oder elektrischen Felde, das beliebig inhomogen sein kann, wird ein von einem Punkte der Symmetrieachse parallel zu ihr ausgehendes, genügend enges Kathodenstrahlbündel wieder in einem Punkte vereinigt. Aus der Berechnung der Bahnkurven der Elektronen in einem angenähert homogenen Magnetfeld wird der Abstand zwischen Ausgangspunkt und Vereinigungspunkt des Kathodenstrahlbündels mit einer Genauigkeit von einigen hundertstel Promille berechnet; diese Rechnungen sind grundlegend für die Auswertung der  $\varepsilon/\mu_0$ -Messungen nach der Methode des Veri. *Gerlach*.

**F. M. Penning.** Über die Ionisation durch Elektronen in einem homogenen elektrischen Felde. *ZS. f. Phys.* **40**, 4—9, 1926, Nr. 1/2. Unter Benutzung der Hertzschen Formel für die Zahl der Stöße, die durch ein Feld beschleunigte Elektronen im gaserfüllten Raume erfahren, wird die Zahl der Ionisationsakte in einem homogenen Felde in Abhängigkeit von der Entfernung von der Kathode berechnet. Für die Wahrscheinlichkeit der Ionisierung bei einer bestimmten Geschwindigkeit wird eine vereinfachende Annahme gemacht, die sich auf Messungen von Compton und Voorhis (*Phys. Rev.* **26**, 436, 1925; **27**, 724, 1926) gründet. Das Ergebnis wird auf den Fall der Neonentladung angewandt, da hier der Wirkungsquerschnitt als praktisch unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit angenommen werden kann. *H. Kuhn*.

**C. H. Kunsman.** Some thermionic experiments with a new source of positive ions. *Proc. Nat. Acad. Amer.* **12**, 659—662, 1926, Nr. 12. Ein fein pulverisiertes Gemisch von Eisenoxiden mit 1 Proz. Alkalioxyd wurde in einen gefalteten Platinstreifen gebracht und darin geschmolzen, so daß es den ganzen Streifen gleichmäßig überzog. Darauf wurde der Streifen in ein Vakuumrohr gebracht und in Wasserstoffatmosphäre bei dunkler Rotglut reduziert. Dann emittierte er sowohl positive (Alkali-) Ionen als auch Elektronen. Beide

Emissionen folgten im Vakuum dem Richardsonschen Gesetz  $J = A T^{1/2} e^{-\frac{b}{T}}$ . Aus den Messungen ergab sich für die Ablösearbeit von Cs-Ionen aus einem Gemisch von Fe, Al, Cs  $\varphi_+ = 1,96$  Volt, für K-Ionen  $\varphi_+ = 2,10$  Volt. Bei Ba ließ sich sowohl die positive wie die negative Emission besonders gut untersuchen. Beide waren zeitlich konstant. Es ergab sich  $\varphi_+ = 2,12$  Volt zwischen 920 und 1330<sup>0</sup> abs. sowie  $\varphi_- = 3,49$  Volt für 1136 bis 1370<sup>0</sup> abs. Die emittierten Ba-Atome waren einwertig positiv geladen. Bei höheren Temperaturen verdampfte auch neutrales Eisen. Anscheinend spielt sich die Emission der positiven Ionen nur an den Kristallitgrenzen ab.

*Güntherschulze*.

**Robert W. Lawson.** Radioactivity and the Heat of the Earth. *Nature* **119**, 277—278, 1927, Nr. 2990. Verf. wendet sich gegen die von J. W. Evans (*Nature* **119**, 15, 1927) ausgesprochene Ansicht, daß ein beträchtlicher Teil der

Zerfallsenergie der in den Gesteinen enthaltenen radioaktiven Elemente nicht als Wärme zum Vorschein komme, sondern zu chemischen Veränderungen in der Umgebung (z. B. zur Erzeugung der Färbung pleochroitischer Höfe) verwendet werde. Wenn dem so wäre, so würde niemals eine so gute Übereinstimmung zwischen der aus Zahl und Geschwindigkeit der  $\alpha$ -Partikel berechneten und der beobachteten Wärmeentwicklung beim Radium herrschen, wie sie wirklich besteht. Aus dieser Übereinstimmung muß man vielmehr schließen, daß sicher weniger als 1 Proz., wahrscheinlich aber nur 1 Prom. der Energie der ausgesendeten Strahlen auf derartige chemische Änderungen entfällt. Außerdem wäre, wenn Evans' Ansicht richtig wäre, zu erwarten, daß in den pleochroitischen Höfen sehr beträchtliche Energiemengen aufgespeichert wären, daß z. B. bei Zerstörung des Halos durch Erwärmung von außen diese Energie frei würde und von selbst das Gestein auf Tausende von Graden erhitzen würde, was nie beobachtet worden ist.

V. F. Hess.

**P. Hertz.** Magnetostatik. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 1—113, 1927.

**P. Hertz.** Magnetische Felder von Strömen. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 114—146, 1927.

**W. Steinhaus.** Die magnetischen Eigenschaften der Körper. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 147—221, 1927.

**E. Gumlich.** Ferromagnetische Stoffe. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 222—270, 1927.

Scheel.

**Léon Brillouin.** Peut-on déceler directement le moment magnétique de l'électron? C. R. 184, 82—84, 1927, Nr. 2. [S. 1005.]

Gerlach.

**Giovanni Roasio.** Über die Kristallisation einiger Salze im Magnetfeld. ZS. f. Krist. 59, 88—89, 1923, Nr. 1. [S. 1033.]

**C. V. Raman and J. Rama Krishna Rao.** Magnetic Double Refraction. Nature 119, 528, 1927, Nr. 2997. [S. 1073.]

Güntherschulze.

**J. D. Hanawalt and L. R. Ingersoll.** Non-Magnetic Films of Iron, Nickel, and Cobalt. Nature 119, 234—235, 1927, Nr. 2989. Ingersoll und de Vinney hatten gefunden (Phys. Rev. 26, 86, 1925), daß in Wasserstoff durch Kathodenzerstäubung erhaltene Nickelschichten völlig unmagnetisch sind; erst nach kurzem Erhitzen auf  $\sim 350^{\circ}\text{C}$  werden sie magnetisch. Eisen und Kobalt, unter gleichen Bedingungen zerstäubt, liefern nur magnetische Schichten, dagegen unmagnetische, wenn die Zerstäubung in Helium vorgenommen wird; auch diese werden nach kurzem Erhitzen magnetisch. Eine exakte Röntgenanalyse zeigte (im Gegensatz zu den früheren Angaben), daß auch die unmagnetischen Schichten kristallisiert sind: jedoch haben alle Eisenschichten eine 22 Proz. größere, alle Kobaltschichten eine 20 Proz. größere Gitterkonstante. Alle Nickelschichten zeigen die Existenz eines 6 Proz. größeren Gitters, manche zeigen auch noch Kristallkomplexe anderer Gitterkonstanten. Nach Erhitzen sind die Gitterkonstanten stets normal und die Schichten magnetisch. Verff. halten es für unmöglich, daß die vergrößerte Gitterkonstante und das anomale magnetische Verhalten auf einfacher Gasadsorption beruht (wie etwa  $\text{H}_2$  durch Palladium), besonders weil ihren gasbeladenen Schichten ganz charakteristische Gitterparameter



zukommen. Sie nehmen deshalb chemische Gasmetallverbindungen an, welche durch Erhitzung zerfallen; diese Verbindungen sind dann unmagnetisch. Daß etwa Sauerstoff (Metalloxydschichten statt reiner Metallschichten) die Resultate bedingen soll, ist mindestens sehr unwahrscheinlich. Die Versuche werden fortgesetzt.

Gerlach

**V. I. Vaidyanathan.** On the Magnetic Susceptibilities of Gases at Low Pressures. Ind. Journ. Phys. 1, 183–198, 1926, Nr. 2. Der Verf. prüft die schon von Glaser und anderen gemessene diamagnetische Suszeptibilität von  $\text{CO}_2$  im Vergleich zu Luft und Sauerstoff nach einer dem archimedischen Prinzip analogen Drehwagenmethode und findet diese im Gegensatz zu Glaser zwischen 0 und 700 mm Hg druckproportional. Aus dem Verhältnis  $K_{\text{CO}_2} = -0,0334$  berechnet er mit einem Werte für Luft (bei  $0^\circ \text{C}$  und 760 mm Hg) von  $K_{\text{Luft}} = 0,0308 \cdot 10^{-6}$ , für Kohlensäure (bei  $30,5^\circ \text{C}$  und 760 mm Hg)  $K_{\text{CO}_2} = -0,00092 \cdot 10^{-6}$ . Für Sauerstoff (bei  $28,2^\circ \text{C}$  und 760 mm Hg) findet er  $K_{\text{O}_2} = 0,142 \cdot 10^{-6}$  und für Luft (bei  $27^\circ \text{C}$  und 760 mm Hg)  $K_{\text{Luft}} = 0,029 \cdot 10^{-6}$ .

O. v. Auwers

**I. I. Rabi.** On the principal magnetic susceptibilities of crystals. Phys. Rev. (2) 29, 174–185, 1927, Nr. 1. Der Kristall wird in beliebiger, optisch bestimmbarer Orientierung an einem 75 cm langen Glasfaden aufgehängt; er hängt in einem inhomogenen Felde in einer Flüssigkeit, deren Suszeptibilität durch Mischung geändert werden kann. Der Glasfaden, so dick, daß er keine Drehung ausführen kann, ist an einem Torsionskopf mit Skale befestigt. Im inhomogenen Felde wird der Kristall im allgemeinen eine Ablenkung in beliebiger Richtung erfahren, die sich aus einer Bewegung parallel ( $x$ -Richtung) den Kraftlinien und einer senkrecht dazu ( $y$ -Richtung) zusammensetzt, die sich beide mikroskopisch ablesen lassen. Der Kristall wird nun in der Flüssigkeit bekannter Suszeptibilität mittels des Torsionskopfes so lange gedreht, bis die Ablenkung in der  $x$ -Richtung Null wird. Sodann wird die Suszeptibilität der umgebenden Flüssigkeit durch Mischung mit einer anderen so lange variiert, bis auch  $s_y = 0$  ist. Darauf wird die Suszeptibilität dieser Mischung relativ zu Wasser gemessen. Als Flüssigkeit dient die gesättigte Lösung des betreffenden Kristalls mit variablem Zusatz von gesättigter  $\text{MnCl}_2$ -Lösung. Die folgende Tabelle ergibt die Resultate. Ferner werden einige diamagnetische Na-, Ca-, K- und Sr-Salze gemessen. Es ist die Suszeptibilität  $\chi$  in den drei Hauptachsen gegeben, die Weiss'sche Magnetonzahlen  $n_w$  und (in Klammern) die nach Pauli-Sommerfeld berechneten Bohrschen Magnetonzahlen. Charakteristisch ist, daß die  $\chi$  der Cu-, Co- und Fe-Salze in den verschiedenen Kristallrichtungen sich stark, die der Ni- und Mn-Salze nur sehr wenig unterscheiden.

Kristall	$\text{Cu}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	$\text{CuK}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	$\text{CuRb}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	$\text{Ni}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	$\text{NiK}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$	$\text{NiRb}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$
$\chi \cdot 10^6$ {	3,52	3,37	2,72	10,5	9,16	7,81
	2,80	2,52	2,11	10,35	8,80	7,54
	3,44	3,12	2,63	10,4	8,76	7,58
$n_w$ {	9,48	9,75	9,63	15,8	15,5	15,8
$(n_B)$ {	8,54 (1)	8,55 (1)	8,62 (1)	15,7 (2)	15,2 (2)	15,5 (2)
	9,42	9,34	9,52	15,8	15,2	15,6

Kristall	Co (N H <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> (S O <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> . 6 H <sub>2</sub> O	Co K <sub>2</sub> (S O <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> . 6 H <sub>2</sub> O	Co Rb <sub>2</sub> (S O <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> . 6 H <sub>2</sub> O	Fe K <sub>2</sub> (S O <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> . 6 H <sub>2</sub> O	Mn (N H <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> (S O <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> . 6 H <sub>2</sub> O
$\chi \cdot 10^6$ {	29,6	25,9	22,0	27,5	34,3
	21,4	20,1	16,7	23,9	34,2
	25,7	21,9	19,1	28,4	34,5
$n_w$ {	26,2	25,9	26,1	26,4	28,1
$(n_B)$ {	22,4 (4)	22,8 (4)	22,9 (4)	24,8 (4)	28,1 (5)
	24,5	23,8	24,4	26,8	28,1

Gerlach.

**A. Bartorelli.** Considerazioni sulla isteresi magnetica. Cim. (N. S.) 3, 334—367, 1926, Nr. 7. Der Verf. berechnet Hysteresisschleifen aus zwei Vektoren, einem sinusförmigen und einem elliptischen, die bei einer gegenseitigen Phasenverschiebung  $\varphi$  den Charakter der Hysteresisschleifen wiedergeben. Der analytische Ausdruck für die Schleife lautet

$$y = \pm \frac{b}{\sqrt{1 + \frac{b^2}{a^2} \cdot F}},$$

wenn  $a$  und  $b$  die Halbachsen der Konstruktionsellipse sind,

$$F = \operatorname{ctg}^2 \omega t = \frac{x^2 (r^2 - x^2) + r^4 \cdot \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi}{(x^2 - r^2 \cdot \sin^2 \varphi)^2} \pm \frac{2 r^2 x \sqrt{r^2 - x^2} \sin \varphi \cos \varphi}{(x^2 - r^2 \cdot \sin^2 \varphi)^2}$$

und  $x = r \sin (\omega t + \varphi)$  ist. Daraus ergibt sich für den Phasenwinkel folgende Beziehung zwischen dem maximalen Felde  $r$  und der Koerzitivkraft  $x$ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{x}{r}}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{r^2}}}.$$

Ferner berechnet der Verf. den Hysteresisverlust, stellt diesen als Reihe dar und gibt das zur numerischen Auswertung notwendige erste Dutzend der Koeffizienten der Reihe an. Ein Vergleich mit den experimentellen Werten anderer Autoren gibt befriedigende Übereinstimmung. Gegenüber der Steinmetzischen Formel glaubt der Verf. seiner Formel den Vorrang geben zu dürfen. O. v. Auwers.

**G. Foëx et A. Brunet.** Propriétés magnétiques du pyrophosphate de manganèse à diverses températures, mesure du moment de l'ion Mn<sup>++</sup>. C. R. 184, 443—445, 1927, Nr. 8. Nach neueren Arbeiten von Foëx, Chatillon und Serres scheint es experimentell sicher zu sein, daß das doppelt positive Kobaltion je nach den Umständen, unter denen es untersucht wird (chemische Bindung usw.), magnetische Momente von 23, 24, 25 oder 26 Weiss-schen Magnetonen haben kann. Für das doppelt positive Manganion kennt man bisher 28 Magnetonen in der Lösung des Chlorids und des Nitrats und 29 Magnetonen für das Sulfat mit vier Kristallwassermolekülen und in dem wasserfreien Sulfat. Die Verff. untersuchen nun sehr genau das Manganpyrophosphat P<sub>2</sub>O<sub>7</sub>Mn<sub>2</sub>, welches ein besonderes Interesse deshalb hat, weil es als Normalsubstanz für magnetische Eichungen vielfach angewandt wird. Bezogen auf Wasser ( $\chi = -0,72 \cdot 10^{-6}$ ), ergibt sich eine Suszeptibilität von  $+103,1 \cdot 10^{-6}$  bei 16,1° C. In dem untersuchten Temperaturintervall (− 85 bis + 485) folgt das Pyrophosphat dem Weiss'schen Gesetz  $\chi(T - \Theta)$ , nicht dem Curieschen

Gesetz  $\chi T$ . Die folgende Tabelle gibt die gemessenen Werte, die hier angegeben werden, da die Substanz als Eichsubstanz geeignet ist.

$t \text{ } ^\circ\text{C}$	$\chi_{\text{mol.}} \cdot 10^4$	$\chi_{\text{mol.}} (T + 22,5) = C_M$
22,0	144,2	4,58
75,5	122,9	4,56
129,5	108,2	4,60
166,0	98,2	4,53
180,5	96,0	4,57
214,5	89,5	4,57
245	84,2	4,55
266	81,6	4,58
309	75,5	4,57
341	71,8	4,57
485	58,7	4,58

Für die molekulare Curiesche Konstante erhält man aus zwei Messungen an verschiedenen Produkten (die Konstanz ergibt sich aus der Tabelle)  $C_M = 4,569$  bzw. 4,574 und für die Größe  $\theta = -22,5$  bzw.  $-23,0^\circ$ . Hieraus ergibt sich als Weiss'sche Magnetonenanzahl 30,05 bzw. 30,07. Durch Erhitzen oder Abkühlen werden die Konstanten nicht geändert. Die Präparate bleiben zeitlich konstant. An Stelle des Curieschen Gesetzes tritt also das modifizierte Gesetz

$$\chi (T + 23^\circ) = \text{Const.}$$

Gerlach.

**L. W. Mc Keehan.** Magnetostriction. Journ. Frankl. Inst. **202**, 737–773, 1926, Nr. 6. Die Abhandlung ist aus drei Vorlesungen am Franklin-Institut über Magnetostriction entstanden. Nach einem geschichtlichen Rückblick über die experimentellen Arbeiten wird die Kontinuumstheorie von Thomson besprochen; ferner die Theorie von Williams u. a., welche auf den Anschauungen von Ewing beruhen. Alle diese Theorien geben keinen Aufschluß über die Art und Weise der Zerstreuung der Energie bei Vorgängen, welche mit Hysteresis behaftet sind. Zur Vereinfachung werden die Betrachtungen über Magnetostriction auf die gleichmäßig magnetisierbaren Formen (Ellipsoid und dünner Ring mit ihren Spezialfällen) beschränkt. Es wird dann eine Tafel der überhaupt möglichen, hierher gehörenden Effekte aufgestellt in Form von Funktionen  $z = f(x, y, \dots)$  mit den unabhängigen Veränderlichen: magnetische Feldstärke, Zug, Druck, Stromdichte, Schub, und den abhängigen Veränderlichen: Magnetisierung, Länge, Volumen, elektrische Potentialdifferenz pro Längeneinheit, Torsionswinkel pro Längeneinheit. Ausführlich behandelt wird der „longitudinale Jouleeffekt“ (Verlängerung infolge eines longitudinalen Magnetfeldes) an Eisen, Kobalt, Nickel, Heuslerschen Legierungen und an Eisen-Nickellegerungen (darunter Permalloy). — Die eigene Theorie des Verf. führt die Erscheinungen der Magnetostriction auf die Orientierung und Stabilität der Atomachsen im Kristallgitter zurück. Durch die Änderung der interatomaren Kräfte bei der Einstellung der Atomachsen werden elastische Wellen durch den Kristall hindurchgesandt, deren Energie sich in Wärme umsetzt. Durch diesen Vorgang wird die Hysteresis hervorgebracht. Bei diesen Anschauungen ist es verständlich, daß alles, was die elastischen Eigenschaften eines Metalls verändert, auch seine magnetischen Eigenschaften verändern muß, weil die Stabilität der Atomachsen und die in den inneren Spannungen enthaltene Energie sich ändert (z. B. Kühlen,



Abschrecken, Kaltbearbeitung, Zusatz nichtmagnetischer Elemente usw.). Zahlreiche, in Kurven niedergelegte Versuchsergebnisse an Nickel, Armco-Eisen und Permalloy (78,5 Proz. Ni, 21,5 Proz. Fe) stützen die Theorie. *Braun.*

**A. E. Kennelly.** The Reluctivity of the Recently Discovered Magnetic Metal, Permalloy. Journ. Frankl. Inst. 197, 623—627, 1924, Nr. 5. Verf.

bezeichnet die Größe  $\frac{1}{\mu - 1}$  als Reluctivity  $\nu$ , wenn  $\mu$  die magnetische Permeabilität ist. Wird sie in Abhängigkeit von der magnetisierenden Kraft aufgetragen, so besteht die Kurve aus zwei fast geradlinigen Ästen, die bei  $H = 0,06$  zu einem Minimum von  $1,14 \cdot 10^{-5}$  Oerstedt . cm zusammenstoßen. Zwei weitere Punkte, aus denen sich die ganze Kurve annähernd ergibt, sind:

$H$	$\nu$
0,0023	$9,22 \cdot 10^{-5}$
100	$926 \cdot 10^{-5}$

*Güntherschulze.*

**Paul Oberhoffer und Walter Grosse.** Die spezifische Wärme des Eisens. Stahl u. Eisen 47, 576—582, 1927, Nr. 14. *Scheel.*

**Julius Wallot.** Beweis der Determinantenbeziehung der Vierpoltheorie mit Hilfe von Umwandlungssätzen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 121—127, 1927, Nr. 3. Zu jeder als Vierpol betriebenen, beliebig komplizierten Schaltung aus Widerständen, Induktivitäten, Gegeninduktivitäten und Kapazitäten gibt es eine einfache Stern- oder Dreiecksschaltung, die sich nach außen hin ebenso wie sie verhält. Da die Determinantenbeziehung für jede Dreiecks- und Sternschaltung richtig ist, gilt sie allgemein für jede beliebige komplizierte Schaltung der angegebenen Art. *Scheel.*

**Felix Strecker und Richard Feldtkeller.** Über Anpassung und Nachbildung von Kettenleitern. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 128—133, 1927, Nr. 3. Es werden Netzwerke angegeben, deren Wellenwiderstand von der einen Seite gleich dem eines gegebenen Kettenleiters, von der anderen Seite gleich dem Wellenwiderstand der homogenen Leitung ist, die dem Kettenleiter entspricht. — Diese Netzwerke werden verwendet, um Kettenleiter untereinander oder Kettenleiter mit Übertragungssystemen konstanten reellen Eingangswiderstands reflexionsfrei zu verbinden. Sie ermöglichen ferner, den Wellenwiderstand eines beliebigen Kettenleiters nachzubilden, soweit eine Nachbildung der homogenen Ersatzleitung bekannt ist. *Scheel.*

**Felix Strecker und Richard Feldtkeller.** Über die Nachbildung einer verlustbehafteten Pupinleitung. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 134—143, 1927, Nr. 3. Aus der Theorie der Kettenleiter und auf graphischem Wege wird für Pupinleitungen ohne und mit Verlusten je eine Nachbildung (Hoyt) abgeleitet, die im Frequenzbereich  $0,05 < \eta < 0,8$  den Scheinwiderstand mit einer Genauigkeit von 2,5 bzw. 4 Proz. wiedergibt. *Scheel.*

**S. Valentiner.** Elektromagnetische Induktion. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 321—380, 1927.

**R. Schmidt.** Wechselströme. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 381—450, 1927. *Scheel.*

**E. Alberti.** Elektrische Schwingungen. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 451—490, 1927. Scheel.

**F. A. Fischer.** Elektromagnetische Strahlung (in elementarisierter Darstellung). Helios **33**, 98—101, 1927, Nr. 12. Inhalt: Die beiden Grundgesetze der Elektrotechnik. Die Maxwellsche Hypothese. Elektrodynamik und Lichtgeschwindigkeit. Die Maxwellsche elektrodynamische Lichttheorie. Die normale Welle der drahtlosen Telegraphie. Güntherschulze.

**Karl Willy Wagner.** Der Satz von der wechselseitigen Energie. Elektr. Nachr.-Techn. **2**, 376—392, 1925, Nr. 11. Heaviside hat eine allgemeine Regel für die Berechnung der Ausgleichsvorgänge angegeben, die sich aus einem willkürlich gegebenen Anfangszustand entwickeln, dem sogenannten Satz von der wechselseitigen Energie. Verf. will diesen Satz durch eine zusammenhängende Darstellung dem allgemeinen Verständnis näher bringen und zeigen, daß dieser Satz ein wertvolles Hilfsmittel für die theoretische Behandlung technischer Aufgaben ist. Außerdem werden die Betrachtungen von Heaviside über mechanische Systeme und elektromagnetische Felder durch solche über zusammengesetzte elektrische Leitungsnetze ergänzt, da sich an diesen die in Frage kommenden Begriffe für den Elektrotechniker besonders anschaulich entwickeln lassen. Güntherschulze.

**Chester Snow.** Alternating current distribution in cylindrical conductors. Scient. Pap. Bureau of Stand. **20**, 277—338, 1925, Nr. 509. Die Grundgleichungen von Maxwell für die skalaren und vektoriellen Potentiale  $\theta$  und  $A$  werden durch eine Näherung vereinfacht, die von den niedrigsten bis zu den höchsten Frequenzen gilt. Sie ist zulässig, weil die elektrische Leitfähigkeit von Leitern und Isolatoren sich der Größenordnung nach unterscheidet. Es wird der Fall von  $N$  leitenden zylindrischen Gruppen betrachtet, die von einer beliebigen Zahl von Dielektrika umgeben sind, und Lösungen für  $\theta$  und  $A$  gefunden, die  $e^{ipt} - \gamma z$  proportional sind und einen einfachen möglichen Fall der Ausbreitung längs der Zylinder ergeben. Die Lösungen führen zu allgemeinen Formeln für die Koeffizienten der dielektrischen Verluste, der Kapazität, des Widerstandes und der Induktivität, wie auch zu Ausdrücken für die Dämpfung und die Phasengeschwindigkeit. Auch die Energiebeziehungen werden durch diese Koeffizienten ausgedrückt. Die Gleichungen werden auf den Fall zweier Zylinder angewandt, deren Leitfähigkeit, Permeabilität und Radius verschieden und die von einem homogenen, wenig leitenden Dielektrikum umgeben sind. Es ergeben sich asymptotische Formeln für den Wechselstromwiderstand  $R$  und die Induktivität  $L$  der Leitung bei Hochfrequenz, die zusammen mit den genauen Ausdrücken für die Koeffizienten der dielektrischen Verluste und Kapazität zu Hochfrequenzausdrücken für die Dämpfung und Phasengeschwindigkeit führen. Sie sind sämtlich Funktionen der Frequenz, da die Stromverteilung im Leiter nicht gleichförmig ist. Güntherschulze.

**K. S. Van Dyke.** The electric network equivalent of a piezo-electric resonator. Phys. Rev. (2) **25**, 895, 1925, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.) Ausgehend von den fundamentalen Grundgleichungen von Cady für den Strom eines piezoelektrischen Resonators und für die erzwungenen Schwingungen des Resonators bei Anlegen einer Wechselspannung wird gezeigt, daß der Kristall durch eine Reihenschaltung von Induktivität, Kapazität und Widerstand und durch Parallelschalten einer Kapazität ersetzt werden kann. Die Größen dieser Elemente werden berechnet und für einen gewissen Kristall angegeben. Mitzel.

**W. Romanoff.** Die Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. Handb. d. Phys. Bd. XV., S. 491—528, 1927. *Scheel.*

**H. Hecht.** Gekoppelte Schwingungsgebilde. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 121—138, 1926, Nr. 4. Es wird eine Theorie der gekoppelten Schwingungsgebilde mit Rücksicht auf die praktische Anwendung der theoretischen Resultate gegeben, ohne daß jedoch auf bestimmte technische Aufgaben und Probleme Bezug genommen wird. Nur die erzwungenen Schwingungen werden ausführlich behandelt; die freien Schwingungen werden nur gelegentlich erwähnt. Nach einer kurzen Einleitung über das einfache Schwingungsgebilde wird auf den Hauptteil, die Kopplung zweier Schwingungsgebilde, eingegangen. Die elastische bzw. kapazitive Kopplung wird für verschiedene Kopplungsgrade sehr ausführlich durchgerechnet. Der Abschnitt über Massen- bzw. induktive Kopplung wird dann sehr kurz behandelt, da sich die meisten Resultate mit geringfügigen Änderungen aus dem vorhergehenden Abschnitt übernehmen lassen. Zum Schluß wird noch kurz die Kopplung von mehr als zwei Schwingungsgebilden behandelt.

*Samson.*

**Gg. Hilpert und H. Seydel.** Beiträge zur Frequenzvervielfachung. Elektrot. ZS. **47**, 433—435, 472—475, 1926, Nr. 15 u. 16. An einem Hochfrequenzmaschinensender von Dornig werden mit Hilfe des Braunschen Rohres eine Reihe von Strom- und Spannungskurven aufgenommen. Das Braunsche Rohr und seine Anordnung werden genauer beschrieben. Zuerst wird der Maschinenkreis allein und dann der Maschinenkreis mit anhängendem Hochfrequenzkreis untersucht. Die Betrachtungen erstrecken sich hauptsächlich auf die Spannungsspitze an der Eisendrossel und ihre Stoßwirkung auf den Hochfrequenzkreis. Zum Schluß werden einige Hysteresiskurven der Eisendrossel gezeigt. *Samson.*

**A. Hoyt Taylor and E. O. Hulburt.** The propagation of radio waves over the earth. Phys. Rev. (2) **27**, 189—215, 1926, Nr. 2. Die Theorie von Larmor, die auf der Brechung der Wellen infolge des Elektronengehalts der oberen Atmosphärenschichten beruht, aber keine Erklärung für die „toten Zonen“ um den Sender gibt, wird modifiziert durch Hinzunahme der Vorschläge von Appleton sowie Nichols und Schelleng, den Einfluß des erdmagnetischen Feldes auf die Bewegung der Elektronen in Rechnung zu ziehen. Auf dieser Basis wird eine quantitative Theorie entwickelt für verschiedene Polarisationszustände der Wellen. Die Abstände der toten Zonen vom Sender werden dann für verschiedene Wellenlängen berechnet, unter verschiedenen Annahmen über die Änderung der Elektronendichte  $D$  mit der Höhe  $h$ . Folgende vier Fälle werden betrachtet: 1.  $D$  proportional  $h$ , beginnend von einer gewissen Höhe  $h_0$ ; 2.  $D$  proportional  $h^2$ ; 3.  $D$  proportional  $eh$ ; 4.  $D$  proportional  $h^{1/2}$ . Die ersten drei Fälle führen sämtlich zu Werten, die mit den experimentell gefundenen vereinbar sind. Die gewonnenen Resultate werden weiter verglichen mit den Erfahrungen bezüglich der verschiedenen Ausbreitung bei Tag und bei Nacht. Sie werden ferner benutzt zu einer qualitativen Erklärung der Fadingerscheinungen.

*Samson.*

**Louis de Broglie.** Sur la possibilité de mettre en accord la théorie électromagnétique avec la nouvelle mécanique ondulatoire. C. R. **184**, 81—82, 1927, Nr. 2. [S. 1004.]

**Arthur Bramley.** Maxwell's equations and atomic dynamics. Journ. Frankl. Inst. **202**, 775—808, 1926, Nr. 6. [S. 1001.] *Unsöld.*



**H. Bateman.** A Possible Connexion between the Wave-Theory of Matter and Electro-Magnetism. *Nature* **118**, 839—840, 1926, Nr. 2980. [S. 1003.] *Unsöld.*

**Joseph Larmor.** Why Wireless Electric Rays can bend round the Earth (Abstract). *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **22**, 488—490, 1925, Nr. 4. Bereits berichtet nach der ausführlichen Arbeit in *Phil. Mag.*, Dez. 1924; vgl. diese Ber. **6**, 629, 1925. *Scheel.*

**Manfred von Ardenne.** Über Anodengleichrichtung. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **29**, 82—88, 1927, Nr. 3. Die Gittergleichrichtung ist zwar sehr empfindlich gegen Schwingungen kleiner Amplitude, arbeitet aber bei großen Amplituden nicht mehr verzerrungsfrei. Ferner hat sie für Niederfrequenz einen hohen „wirksamen Gitterwiderstand“. In beiden Fällen ist die Anodengleichrichtung vorteilhafter. Sie galt jedoch bisher als wesentlich unempfindlicher als die Gittergleichrichtung. Verf. untersucht deshalb die Größe des durch die Krümmung der Anodenstromkennlinie entstehenden Gleichrichtereffektes in Abhängigkeit von dem Werte und der Art des Widerstands im Anodenkreis, wobei in erster Linie darauf Wert gelegt wird, festzustellen, wann der Gleichrichtereffekt besonders groß und wann er besonders klein ist. Der erste Fall gibt die Grundlagen für den Bau empfindlicher Gleichrichter, der zweite die für die Konstruktion verzerrungsfreier Verstärker. *Güntherschulze.*

**K. Heegner.** Bemerkung zu der Mitteilung von B. van der Pol: „Über den Einfluß der Dämpfungen auf die Frequenz zweier gekoppelter Kreise“. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **28**, 138, 1926, Nr. 4.

**Balth. van der Pol, jr.** Erwiderung zu der Bemerkung von K. Heegner: Über den Einfluß der Dämpfungen auf die Frequenz zweier gekoppelter Kreise. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **28**, 138, 1926, Nr. 4. *A. Scheibe.*

**H. Rukop.** Neuere Ergebnisse in der drahtlosen Telegraphie mit kurzen Wellen. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **28**, 41—50, 1926, Nr. 2. Der Verf. bespricht die Resultate, die beim drahtlosen Verkehr zwischen Nauen einerseits und Buenos Aires, Bandoeng und Osaka andererseits mit Wellenlängen von 70 bis 13 m erhalten wurden. Es ergibt sich, daß die Wellen von 40 m abwärts den Wellen von 40 bis 100 m bedeutend überlegen sind, wobei noch ein deutliches Optimum zwischen 28 und 18 m erkennbar ist. Die Resultate sind nicht übereinstimmend genug, um angeben zu können, welches nun die günstigsten Tages- und Nachtwellen sind. Hauptsächlich geben die Nachtstunden guten Verkehr, jedoch sind auch Fälle von 24stündiger Übertragung bei Anwendung von zwei Wellen vorhanden. — Sender und Senderöhren für die kurzen Wellen werden beschrieben. Die Theorie der Ausbreitung der kurzen Wellen und ihre Begründung werden mitgeteilt und diskutiert. *A. Scheibe.*

**M. A. Bontsch-Bruewitsch.** Die Strahlung der komplizierten rechtwinkligen Antennen mit gleichbeschaffenen Vibratoren. *Ann. d. Phys.* (4) **81**, 425—453, 1926, Nr. 21. Der Verf. versteht unter einer „komplizierten Antenne“ einen Luftdraht, der aus einer Anzahl von Vibratoren und einem System der Leiter besteht, mit deren Hilfe die Energie zugeführt wird. Der Strahlungswiderstand eines derartigen Gebildes, die Verteilung der Strahlung im Raume und die Wirkung von Spiegeln werden berechnet. *A. Scheibe.*

**J. Pusch.** Praktische Berechnungsmethoden von Antennenkapazitäten. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **27**, 47—50, 1926, Nr. 2. Es werden einige Berechnungsmethoden und Formeln angegeben, die eine schnelle und einfache Berechnung von Antennenkapazitäten bei praktisch genügender Genauigkeit ermöglichen. Folgende verschiedenen Wege werden eingeschlagen: 1. Berechnung aus der Kapazität eines Drahtes und der Anzahl der parallelen Drähte; 2. Berechnung aus der Antennenfläche; 3. Berechnung aus der scheinbaren Fläche der Antenne, wobei diese definiert ist als die Antennenfläche, vermehrt um den durch die Randfelder bedingten scheinbaren Flächenzuwachs. Einige Tabellen geben für verschiedene Grundformen die Antennenkapazität in Abhängigkeit von der wirksamen Höhe und der Mastzahl. Die Erhöhung der Kapazität durch eiserne (isolierte oder geerdete) Masten wird berücksichtigt. Zum Schluß werden einige Regeln für die günstigste Wahl der Drahtzahl gegeben. *Samson.*

**Rudolf Mayer.** Ein Beitrag zur Berechnung von Erdverlusten bei Antennenanlagen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **29**, 71—76, 1927, Nr. 3. *Scheel.*

**D. C. Prince.** Vacuum tubes as power oscillators. Part III. Proc. Inst. Radio Eng. **11**, 527—550, 1923, Nr. 5. Verf. beschreibt einen „Hauptoszillator“ oder „Energieverstärker“, in welchem Schwingungen durch eine schwache Energiequelle erzeugt und dann verstärkt werden. Im Verstärker besteht keine definierte Phasenbeziehung zwischen den Platten- und Gitterpotentialen. Vielmehr wird die Phase durch die Abstimmung von Primär- und Sekundärkreis bedingt. Die Wirkung von Änderungen in der Abstimmung auf Leistung und Verluste wird sowohl bei direkter Kopplung mit der Antenne als auch bei Kopplung über einen Zwischenkreis berechnet. Sowohl der Wirkungsgrad als auch die Leistung lassen sich beträchtlich dadurch vergrößern, daß Oberschwingungen in der Plattenspannungswelle erzeugt werden. Sie verflachen den Scheitel dieser Welle, so daß die Röhrenverluste während eines großen Teils der Zeit des Stromverlaufs verringert werden können. Im Anschluß an die theoretischen Erwägungen werden in einem Anhang einige praktische Beispiele erörtert. *Güntherschulze.*

**R. Brown, D. K. Martin and R. K. Potter.** Some Studies in Radio Broadcast Investigations into the Mechanism of Transmission Through Space. Fading and Distortion Problems. Electrician **96**, 168—171, 1926, Nr. 2491. Es werden eine Reihe von Versuchen beschrieben, die dem Zweck dienen, die Schwankungserscheinungen bei Wellenlängen von einigen 100 m zu studieren; die Entfernungen zum Sender betrugen 200 bis 300 Wellenlängen. Es wurde das oft benutzte Mittel der (stufenweisen oder kontinuierlichen) Frequenzänderung am Sender verwendet. Auch Registrierungen einer mit Tonfrequenz modulierten Welle und ihrer beiden Seitenbänder wurden über Zeiten bis zu 30 Minuten vorgenommen. Alle Erscheinungen lassen sich durch das Zusammenwirken zweier auf verschiedenen Wegen zum Empfänger gelangten Wellenzüge erklären. Zum Schluß werden einige Betrachtungen darüber angestellt, daß auch vom Standpunkt der Unterdrückung oder Verminderung dieser Schwankungserscheinungen das Senden mit nur einem Seitenband und unterdrückter Trägerwelle gewisse Vorzüge bietet. *Samson.*

**Bashenoff.** Fortschritte russischer Funkentechnik 1918 bis 1922. ZS. f. techn. Phys. **4**, 436—442, 1923, Nr. 11. Der Verf. berichtet über die Arbeiten, die auf dem Gebiet der Funkentechnik von russischen Gelehrten und Ingenieuren

in den Jahren 1918 bis 1922 geleistet wurden. Das Material des Artikels stammt im wesentlichen aus Sitzungsprotokollen des „Vereins russischer Radioingenieure“ und aus Berichten des russischen Komitees für Erfindungswesen. *Samson.*

**Wilhelm Peter Radt.** Über Maximalleistungen von Verstärkerröhren. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 21—27, 1926, Nr. 1. Es wird die Größe des Nutzwiderstands bestimmt, bei der sich das Maximum an Wechselstromleistung aus einer Röhre entnehmen läßt, wobei bezüglich der für die Aussteuerung erforderlichen Gitterleistung keine Einschränkung gemacht wird. Die Aufgabe wird unterteilt für die beiden Fälle, daß ohne Gitterstrom und mit Gitterstrom gearbeitet wird. In einem dritten Abschnitt wird die Parallelschaltung zweier Röhren behandelt. Hier ergeben sich gewisse Vorteile einer bestimmten Gegentaktschaltung gegenüber der einfachen Parallelschaltung der Röhren. *Samson.*

**H. Pélabon.** Sur la détection. C. R. **181**, 776—778, 1925, Nr. 20. Die Arbeit schließt sich an eine Veröffentlichung von P. Collet (Ann. de phys. **15**, 356, 1921) an, in der die Detektorwirkung des Bleiglanzes mit der Schwefelschicht in Verbindung gebracht wird, die sich an der Oberfläche der Kristalle befinden muß. Der Verf. erreicht die gleiche Wirkung wie mit Bleiglanz mit einer frisch geschnittenen Fläche eines Bleistückes, auf dem eine dünne Schicht von Schwefel aus Schwefeldampf niedergeschlagen ist. Die Wirkung bleibt bestehen, wenn statt des Bleies andere Metalle, wie Nickel, Eisen, Kupfer, Zink, Silber, Gold und sogar Quecksilber genommen werden. Das Gold ist Beweis dafür, daß eine Reaktion zwischen Metall und Schwefel für die Wirkung nicht notwendig ist. Vielmehr kommt der Verf. auf Grund einiger weiterer Versuche zu dem Schluß, daß man, um einen Detektor zu schaffen, nichts weiter nötig hat, als auf der Oberfläche eines Leiters den sehr feinen Staub eines Dielektrikums ablagern zu lassen und diesem Aggregat in der üblichen Weise eine Spitze gegenüberzustellen. Dabei ist stets der gleichgerichtete Strom vom Leiter zur Spitze gerichtet. Die Spitze berührt, wenn die gleichrichtende Wirkung vorhanden ist, das Metall nicht. *Samson.*

**A. Esau.** Über die Bestimmung des Neigungswinkels elektrischer Wellen und die Ausschaltung geneigt einfallender Wellen am Empfänger. Jahrb. d. drahtl. Telegr. **29**, 4—10, 1927, Nr. 1. Die Arbeit beschäftigt sich mit dem Problem, die durch geneigt einfallende Wellen von verschiedener Phasendifferenz im Empfänger hervorgerufenen Fadings auszuschalten. Drei Empfangsanordnungen, bestehend aus einer vertikal und horizontal angeordneten Antenne, zur Bestimmung des Neigungswinkels stehen zur Verfügung. Ihre Eignung hierfür wird untersucht. Für die Ausscheidung geneigt einfallender Wellen ergeben vertikal aufgestellte, ungerichtete Antennen günstigste Verhältnisse. *A. Scheibe.*

**A. Esau.** Über das Verhalten von Empfängern bei Polarisationsänderungen der elektrischen Wellen (Fadingerscheinungen). Jahrb. d. drahtl. Telegr. **28**, 50—53, 1926, Nr. 2. Fadingerscheinungen werden unter anderem durch Polarisationsänderungen der elektrischen Wellen, wobei nicht notwendigerweise mehr als ein einziger Strahl vorhanden zu sein braucht, verursacht. Der Verf. beschäftigt sich mit dieser Ursache und versucht, sie durch richtig gewählte Empfangsanordnungen unschädlich zu machen. Als einfachste Anordnung ergibt sich eine Kombination, die aus einer vertikalen offenen Antenne und einem Horizontalrahmen besteht. Die mit ihr erzielte Empfangsenergie



ist unabhängig von der Lage der Polarisationssebene. Andere behandelte Kombinationen zeigen eine wenn auch nicht vollkommene Abschwächung der Fadingerscheinungen.

*A. Scheibe.*

**W. Fischer und L. Pungs.** Schnelltelegraphie mit Steuerdrossel. Jahrb. d. drahtl. Electr. 27, 51—54, 1926, Nr. 2. Der Anstieg und Abfall des Magnetisierungsstromes bei direkter Tastung einer Steuerdrossel nach Pungs wird berechnet. Es wird gezeigt, daß unter Berücksichtigung der praktischen Verhältnisse (benötigte Amperewindungszahl der Drossel, beherrschbare Stromstärke am Unterbrecherkontakt) die Zeitkonstanten zu groß werden, um die geforderten Geschwindigkeiten bei der Schnelltelegraphie zu erreichen. Zur Abhilfe wird eine Röhrenschaltung vorgeschlagen, bei der die Magnetisierungswicklung im Anodenkreis einer Röhre liegt, deren Gitterkreis getastet wird. Die Zeitkonstante läßt sich dadurch sofort um eine bis zwei Größenordnungen verkleinern, was für alle praktisch vorkommenden Fälle weitaus genügt. Einige Oszillogramme zeigen die Zeichenform ohne und mit Anwendung dieser Röhrenschaltung bei verschiedenen Geschwindigkeiten. Der Vorteil der Schaltung ist besonders ihre Anwendungsmöglichkeit zum Senden mit Lichtbogen ohne Verstimmungswelle und mit Maschinensendern.

*Samson.*

**T. G. Hodgkinson.** Valve maintained tuning forks without condensers. Proc. Phys. Soc. 38, 24—34, 1925, Nr. 1. [S. 1013.]

*E. Meyer.*

**G. L. E. Metz.** Current transformer characteristics. Requirements for satisfactory operation. The ideal transformer. Interesting tests at ontario-variation and reactance values. Electrician 97, 260—261, 1926, Nr. 2518. Es wird nachgewiesen, daß die Primärströme und Sekundärströme nicht genau im umgekehrten Verhältnis der Übersetzungszahl des Transformators stehen und daß zwischen diesen Strömen stets eine Phasenverschiebung sich befindet. Die Fehler, die hierdurch bei Messungen verursacht werden, sind rechnerisch oder experimentell schwerlich zu bestimmen.

*A. Burmester.*

**Othmar K. Marti.** A Direct-Acting Automatic Regulator. Electrical World 88, 1015—1017, 1926, Nr. 20. Von der Spannung des zu regelnden Wechselstromnetzes wird der Stator einer Art Induktionsmotor gespeist, in dessen Luftspalt sich ein dünner, um eine zum Stator konzentrische Achse drehbarer Aluminiumzylinder befindet. Dem auf den Aluminiumzylinder ausgeübten elektrischen Drehmoment wirkt das konstante Drehmoment von zwei Federn entgegen, so daß eine Änderung der Netzspannung eine Drehung der Reglerachse zur Folge hat. In Verbindung mit der Reglerachse sind zwei Kreissektoren so angeordnet, daß sie bei der Drehung der Reglerachse auf der Innenseite einer Kreisbahn von Kontaktsegmenten sich abwälzen und dadurch Widerstände im Erregerkreis zu- bzw. abschalten. Die Bewegungen des Reglers werden durch eine zwischen permanenten Magneten bewegliche Aluminiumscheibe gedämpft. — Der Regler ist sehr empfindlich; er arbeitet praktisch reibungslos, und seine beweglichen Teile haben sehr geringe Trägheit. Er kann außer zum Regeln der Spannung auch in geeigneter Schaltung zum Begrenzen des Stromes, ferner in Verbindung mit einem Synchronisierrelais als automatische Synchronisiervorrichtung und schließlich als Spannungsregler für Zugbeleuchtung Verwendung finden.

*H. E. Linckh.*

**Sadatoshi Beccu.** Theoretical researches on the transmission line problems with special reference to the arc suppressing reactor.

Res. Electrot. Lab. Tokyo Nr. 129, 41 S., 1923. Der Verf. löst in der Abhandlung auf mathematischem Wege die verschiedensten Übertragungsprobleme mittels der von C. L. Fortesque entwickelten Methode der symmetrischen Koordinaten. Von ganz allgemeinen Beziehungen in einem Dreiphasensystem ausgehend, wird Strom und Spannung für Stern und Dreieck berechnet unter Annahme konzentrierter Induktivität, Widerstand und Kapazität und unter Klarlegung der Verhältnisse, die bei Erdung des Sternpunktes eintreten. Die Wirkung von Erdung, einer Phase, Unterbrechung und Bruch derselben, sowie unsymmetrischer Belastung werden bezüglich der Strom- und Spannungsverhältnisse untersucht. — In einem weiteren Abschnitt behandelt der Verf. die Verhältnisse, die auftreten, wenn Sättigung im Generator des Dreiphasennetzes eintritt. Vor allem gibt er ein einfaches graphisches Verfahren an, um für eine gegebene Belastung bei beliebiger Phasenverschiebung die quantitative Beziehung von Strom, Spannung und Felderregung zu konstruieren. An Hand einiger Kurven wird gezeigt, wie bei kapazitiver Belastung eine Selbsterregung des Generators auftreten kann. Etwas komplizierter wird die Konstruktion, wenn die sogenannte Sternpunktimpedanz nicht konstant ist. In diesem Falle muß zuerst mittels einer Konstruktion die Phasenspannung  $V_{a_0}$  in Abhängigkeit von der verketteten Klemmenspannung  $E_a$  gezeichnet werden. — In einem weiteren Abschnitt bringt der Verf. die Theorie der Löschdrosselspulen (der Petersenspule und des Bauchtransformators). Die Bedingung, für welche der Erdstrom bei Erdung irgend einer Phase gleich Null ist, wird allgemein berechnet, und es zeigt sich, daß diese Bedingung mit der von Petersen gefundenen Bedingung  $3w^2CLe = 1$  übereinstimmt, wenn  $iCw$  gleich dem Leitwert der Leitung und  $Le$  gleich der Induktivität der Drossel ist. Weiter wird das Verhalten der Petersendrossel bei Unterbrechung und Bruch einer Leitung berechnet. Die Berechnung des Bauchtransformators führte zu dem Ergebnis, daß Petersenspule und Bauchtransformator unter Umständen vollständig gleichwertig sein können. Der Verf. behandelt dann die Drosselspulen in Verbindung mit einer Dreiphasenübertragungsleitung mit gleichmäßig verteilten Leitungskonstanten und berechnet die allgemeine Leitungsgleichung für ein Dreiphasennetz. Die Berechnung der Löschbedingung für den Fall, daß eine Phase in einem beliebigen Punkte der Leitung geerdet ist, führt zu dem wichtigsten Ergebnis, daß die Löschbedingung nur durch die Länge der Leitung, nicht aber vom Fehlerort beeinflusst wird. Die Anwendung richtig berechneter Impedanzspulen ist also stets günstig. — Weiter berechnet der Verf. noch Ausgleichsvorgänge im Dreiphasennetz. Es zeigt sich, daß im allgemeinen zwei verschiedene Schwingungen auftreten, wovon eine durch die Drossel beeinflusst wird, während die andere unabhängig von Drossel und Erde ist. Beim Löschtransformator ist die Natur der Schwingungen dieselbe, jedoch ist die Dämpfung größer. Im Anhang werden endlich noch Methoden zur Bestimmung der Impedanzen von Generatoren angegeben.

Mitzel.

B. W. Jones. Temperature overload relays. Gen. Electr. Rev. 27, 345 — 347, 1924, Nr. 5. Motoren bedürfen eines automatischen Schutzes gegen Überhitzung und Verbrennen ihrer Isolation, der jedoch nur bei wirklicher Gefahr wirken darf. Beispielsweise wird eine Überlastung einen Motor gefährden, wenn er bereits die zulässige obere Temperaturgrenze erreicht hat, während sie dem noch kalten Motor nichts schadet. Der automatische Schutz darf den Motor nur im ersten Falle ausschalten. Verf. beschreibt zwei derartige Vorkehrungen. Sie bestehen aus einem Relais mit thermischer Verzögerung und einem Relais mit einem doppelten Stromkreis aus Kupfer und Eisen, der in ganz der gleichen Weise erwärmt wird, wie der Motor selbst.

Güntherschulze.

**Frank A. Brownell.** Dielectric Losses in Cables. Electrical World 86, 218—220, 1925, Nr. 5. Um die Ursache von Kabelfehlern in einem mit Harzöl getränkten Vorkriegskabel festzustellen, mißt der Verf. die Außentemperatur des verlegten Kabels in dem Kabelbrunnen und findet heiße Stellen, die zum Durchschlag führten. Die Außentemperatur solcher heißer Stellen ( $72^{\circ}\text{C}$ ) ist in Abhängigkeit der Belastung graphisch dargestellt. Durch Messungen wurde am unbelasteten, unter Spannung stehenden Kabel an einer solchen Stelle bereits eine Übertemperatur von etwa  $25^{\circ}\text{C}$  nachgewiesen. Die dielektrischen Verluste und der Verlustfaktor eines solchen normalen Vorkriegskabels werden in einer Tabelle in Abhängigkeit der Temperatur (von  $40$  bis  $100^{\circ}\text{C}$ ) angegeben. Sie steigen von  $14$  auf  $60$  Proz., während die neuen, mit Mineralöl getränkten Kabel bei derselben Temperatur  $0,4$  bis  $3,3$  Proz. aufweisen. Es wird gezeigt, daß die Betriebskosten der neuen Kabel infolge der geringen Verluste nicht mehr erheblich sind, während sie beim alten Kabel beträchtlich ins Gewicht fallen. Außerdem kann die Belastbarkeit der neuen Kabel gegenüber den alten um etwa  $45$  Proz. gesteigert werden. Eine Formel für den Belastungsstrom unter Berücksichtigung der dielektrischen Verluste wird angegeben. *Mitzel.*

**Reinhold Rüdenberg.** Schwachstromstörungen beim Schalten von Gleichstrombahnen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 1—7, 1927, Nr. 3. Während die konstanten Betriebsströme von Gleichstrombahnen keine induktiven Fernwirkungen äußern, rufen alle Schaltvorgänge und vor allem Kurzschlüsse von Gleichstrombahnen durch die in der Erde verlaufenden Ausgleichsströme starke Fernwirkungen auf Nachbarleitungen hervor. — Die Berechnung der Strom- und Spannungsverteilung in der Erde zeigt, daß zeitlich exponentiell verlaufende Ausgleichsströme eine räumlich wellenförmige Seitenausbreitung besitzen, deren Amplitude in die Ferne sehr langsam abnimmt. Während die Erdströme von Wechselstromanlagen innerhalb eines ziemlich schmalen Streifens in der Nähe der Hinleitung zurückfließen, breiten sich daher die Schaltströme von Gleichstromanlagen in der Erde auf sehr weite Entfernung aus. — Oszillogramme von Kurzschlüssen an einer Gleichstrom-Vollbahnstrecke zeigen, daß sowohl der allgemeine Verlauf als auch die Höhe der Schwachstromspannung in einer Nachbarleitung mit den berechneten Werten gut übereinstimmt. *Scheel.*

**Franz Ollendorff.** Der Stromübergang aus langgestreckten Leitern in die Erde. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 8—28, 1927, Nr. 3. Es wird der Stromübergang aus sehr langen, kreiszylindrischen Leitern in allseitig ausgedehntes homogenes Erdreich potentialtheoretisch berechnet. Es ergibt sich, daß der Ausbreitungswiderstand umgekehrt proportional ist dem Leiterhalbmesser und dem geometrischen Mittel aus den Ohmschen Leitfähigkeiten des Leiters und der Erde. Für praktisch übliche Eingrabbtiefen (Kabel, Erdseil) ist der Ausbreitungswiderstand beträchtlich höher (etwa  $50$  bis  $100$  Proz.) als der theoretische Grenzwert für sehr (unendlich) große Eingrabbtiefen. Senkrecht zur Leitererstreckung nimmt das Potential zunächst logarithmisch, dann umgekehrt proportional mit der Entfernung ab. Hieraus wird auf die Gefährdung von Lebewesen durch Schrittspannungen und Körperströme geschlossen, welche von an der Erdoberfläche verlegten stromführenden Leitern ausgehen; die mit Rücksicht hierauf höchstzulässigen Erdströme sowie die Breite der Gefährzone werden angegeben. Endlich wird gezeigt, daß die Stromabnahme längs des in Erde verlegten Leiters näherungsweise nach einem Exponentialgesetz mit sehr kleiner räumlicher Dämpfungsziffer verläuft. Die Ergebnisse der Theorie werden für die Beispiele eines erdgeschlossenen Kabels und einer Schiene einer elektrischen



Vollbahn numerisch ausgewertet; gewisse, in die Rechnung eingehende Konstanten bedürfen einer experimentellen Kontrolle, deren grundsätzliche Methoden in den abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten implizite enthalten sind. *Scheel.*

**Michael Liwischitz.** Die Asynchronmaschine in Verbindung mit fremd-erregter Drehstrom-Erregermaschine. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 62—86, 1927, Nr. 3. Es wird das Verhalten einer Asynchronmaschine untersucht, deren Sekundärkreis von einer fremderregten Drehstromerregmaschine eine Spannung beliebiger Phase und Größe aufgedrückt wird. Unter Berücksichtigung des Einflusses der Kupplungseinstellung der Erregermaschine (oder der Hilserregermaschine) werden die analytischen Beziehungen für die Ströme, induzierte EMK, Phasenverschiebungswinkel und das Drehmoment abgeleitet und die Gleichungen der Regelkurven für elektrische wie mechanische Kupplung der Erregermaschine mit der Hauptmaschine aufgestellt. Es zeigt sich, daß die Kupplungseinstellung für den Verlauf der Regelkurven von außerordentlicher Bedeutung ist. Als Spezialfall der kompensierten, in der Drehzahl nicht geregelten Asynchronmaschine wird die asynchrone Blindleistungsmaschine behandelt. — Sowohl für elektrische wie mechanische Kupplung der Hauptmaschine mit der Erregermaschine werden die Gleichungen der Mittelpunktskordinaten angegeben, und für ein bestimmtes Aggregat wird der Einfluß der phasenregelnden wie drehzahlregelnden Komponente der Läuferspannung auf das Kreisdiagramm untersucht. Meßresultate an kompensierten und geregelten Asynchronmaschinen werden mitgeteilt. In einer weiteren Arbeit soll eine graphische Methode zur Aufzeichnung des Kreisdiagramms angegeben und der Asynchrongenerator näher untersucht werden. *Scheel.*

**Fritz Ahrberg und Wilhelm Gaarz.** Kritische Betrachtungen zu den verschiedenen Transformatorschutzsystemen. Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konz. V, S. 165—174, 1927, Nr. 3. Es werden die verschiedenen Transformatorschutzsysteme erörtert. Zunächst wird hingewiesen auf die verschiedenen Ausführungsmöglichkeiten durch Verkettung der primären und sekundären Ströme, und zwar durch elektrische, magnetische oder mechanische Verkettung. Es folgt die Besprechung der Vorteile und Nachteile der verschiedenen Anordnungen. Ferner werden verschiedene Ausführungen des Merz-Price-Schutzes kritisch betrachtet. Zum Schluß wird noch ein Schutzsystem beschrieben, das auf einer Verlagerung des Spannungsnullpunktes beruht. *Scheel.*

**Wilhelm Hess.** Erfahrungen und Fortschritte im Bau des Lufttransformators für sehr hohe Spannungen und dessen Schaltungen. Elektrot. u. Maschinenb. 44, 641—651, 1926, Nr. 36. Bei Verwendung von metallischen Schutzringen auf der freien Oberfläche der Isolierzylinder und geeigneten eisenlosen Drosselspulen in der Hochspannungsleitung hat man mit Lufttransformatoren bis Spannungen von etwa 1000000 V gute Resultate erzielt. Oszillogramme, die auf der Hochspannungsseite aufgenommen wurden, zeigen, daß die Kurven durch verschiedenartigste Schaltungen nur wenig verändert werden. Verf. gibt eine Zusammenstellung der Schaltungen von drei Transformatoren nach dem Dessauerprinzip, welche der Verwendung eines einzelnen Transformators vorzuziehen sind. *A. Burmester.*

**Adalbert Gregor.** Das psychogalvanische Phänomen. Mit 2 Abbildungen. Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden, herausgegeben von Emil Abderhalden, Abt. VI, Methoden der experimentellen Psychologie, Teil A, S. 1123—1148, Heft 6. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1927. *Scheel.*

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**J. F. Sirks.** Het onderzoek van pentaprisma's. *Physica* **6**, 372—375, 1926, Nr. 10. Verf. betrachtet ein fünfseitiges Prisma. Der eine der Winkel sei  $90^\circ$ , die übrigen vier je  $112\frac{1}{2}^\circ$ . Die Seitenflächen seien mit 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnet, und zwar derart, daß 1 und 5 den rechten Winkel einschließen. Flächen 2 und 4 werden versilbert angenommen. Ein Lichtstrahl falle senkrecht auf Fläche 1; er wird dann von 4 nach 2, dort nach 5 gespiegelt, wo er wieder senkrecht auftrifft und das Prisma — um  $90^\circ$  gegen die ursprüngliche Richtung gedreht — verläßt. Verf. untersucht zunächst den Einfluß, den eine Abweichung der Prismenwinkel von den angegebenen Beträgen auf die Richtung des austretenden Strahles hat, und gibt umgekehrt Methoden an, um diese Abweichungen möglichst genau zu bestimmen.

*Picht.*

**M. A. Tuve.** A Source for Resonance Radiation. *Nature* **119**, 85, 1927, Nr. 2985. Als Lichtquelle zur Anregung der Hg-Resonanzstrahlung verwendet Verf. ein Quarzrohr von 7 mm Durchmesser und 20 cm Länge mit Wolfram-elektroden. Das Rohr enthält Argon von etwa 6 mm Druck und Hg-Dampf von dem  $50^\circ\text{C}$  entsprechenden Druck. Es wird mit einem kleinen „Wireless-transformer“ betrieben bei einer Spannung von etwa 1500 Volt. Dies Rohr lieferte Resonanzstrahlung der Linie 2536, die ungefähr halb so intensiv war, wie die von einer wassergekühlten Quarzlampe erzeugte. Verf. hält es für wahrscheinlich, daß die Intensität dieser Lampe noch weitgehend gesteigert werden kann. Der Hauptvorteil dieser Lichtquelle liegt darin, daß keine Kühlung und auch kein Magnetfeld notwendig ist.

*W. Grotrian.*

**G. Hansen.** Verwendung der lichtelektrischen Alkalizelle im Registrierphotometer nach P. P. Koch. *ZS. f. Instrkde.* **47**, 71—74, 1927, Nr. 2. Bei der von Koch benutzten Kompensationsschaltung sind die Angaben eines lichtelektrischen Photometers nicht proportional der Beleuchtung der Meßzelle. Verf. benutzt zur Ableitung des Photostromes einen Widerstand, der das Ohmsche Gesetz befolgt. Diese Anordnung soll für die Handhabung des Registrierphotometers noch weitere Vorteile bringen.

*Hansen.*

**William V. Houston.** A compound interferometer for fine structure work. *Phys. Rev.* (2) **29**, 478—484, 1927, Nr. 3. Der Nachteil des Fabry-Perot-Interferometers, wie jedes Interferenzapparates mit hohem Gangunterschied, beruht in dem geringen Abstand der Ordnungen und dem dadurch bedingten geringen nutzbaren Spektralbereich. Beim Fabry-Perot-Interferometer ist das Auflösungsvermögen dem Abstand der versilberten Platten proportional, der Winkelunterschied benachbarter Ordnungen jedoch diesem Abstand umgekehrt proportional, während die Dispersion, also der Winkelunterschied zweier verschiedener Wellenlängen gleicher Ordnung, vom Plattenabstand unabhängig ist. Verf. läßt nun das Licht, das einen Etalon durchsetzt hat, durch ein zweites gehen, dessen Platten denen des ersten genau parallel stehen, und bei welchem der Plattenabstand genau ein ganzes Vielfaches von dem des ersten Etalons ist. Wenn etwa der zweite Etalon dreimal so groß ist wie der erste, würden in den gleichen Winkelbereich beim zweiten Etalon dreimal so viel Ordnungen fallen wie beim ersten. Es können aber von vier benachbarten Ordnungen 1, 2, 3, 4 des zweiten Etalons nur die Ordnungen 1 und 4 auftreten, da der erste Etalon zwischen 1 und 4 kein Licht hindurchläßt. So erreicht man also durch Kombination zweier Fabry-Perot-Interferometer verschiedener Abstände, daß die Interferenzerscheinung das große Dispersionsgebiet des kleinen mit dem

hohen Auflösungsvermögen des großen Etalons verbindet. — Es wird die Intensitätsverteilung einer unendlich schmalen Spektrallinie berechnet; sie ergibt sich als das Produkt der Verteilungen der beiden einzelnen Interferometer.

*Hansen.*

**R. Davis and K. S. Gibson.** Reproducible Liquid Filters for the Production of „White Light“. Journ. Opt. Soc. 14, 135, 1927, Nr. 2. Die auf dem Markt befindlichen Glas- und Gelatinefilter zur Erzeugung weißen Lichtes (Sonnenlichtes) aus dem Lichte von Glühlampen sind nicht genau reproduzierbar und geben auch nicht hinreichend genau weißes Licht. Die Verf. untersuchen deshalb nochmals die Flüssigkeitsfilter, und zwar 1. eine angesäuerte Lösung von Kupfersulfat und Kobaltsulfat, dahinter eine ammoniakalische Lösung von Kupfersulfat; 2. eine ähnliche Doppelzelle mit den gleichen Lösungen im ersten Raume, während im zweiten sich eine Lösung von Kupfersulfat in Pyridin befindet, der Mannit als Konservierungsmittel zugesetzt ist. Es wurden bereits sehr gute Ergebnisse erhalten, insbesondere ließ sich Acetylenlicht in Sonnenlicht verwandeln.

*Güntherschulze.*

**I. C. Gardner and A. H. Bennett.** The Compensation of Distortion in Photographic Objectives for Airplane Topographical Mapping. Journ. Opt. Soc. 14, 147, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Linsen, die für Landesaufnahmen vom Flugzeug aus benutzt werden sollen, müssen sehr verzerrungsfrei sein. Die im Handel befindlichen Linsen sind selten geeignet. Häufig läßt sich jedoch die Verzerrung durch Vorschalten einer planparallelen Platte vor die Linse beseitigen, worüber nähere Angaben gemacht werden. Die sonstigen Korrekturen der Linsen werden davon in der Regel nicht berührt.

*Güntherschulze.*

**A. H. Bennett.** The Distortion of Some Typical Photographic Objectives. Journ. Opt. Soc. 14, 147, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurde eine größere Anzahl im Handel befindlicher photographischer Objektive auf Verzerrung untersucht, wobei sich das Objekt sowohl in praktisch unendlicher als auch in der der Vergrößerung 1 entsprechenden Entfernung befand. In beiden Fällen ergaben sich Verzerrungen. Bei der Vergrößerung 1 sind sie nur dadurch zu erklären, daß die Linse nicht vollständig symmetrisch ist. Es kommen ziemlich große Unterschiede in der Verzerrung durch Linsen vor, die nominell gleicher Beschaffenheit sind. Der Fall, daß die Achse der Linse schief ist, so daß das System eine geringe Prismenwirkung hat, wird näher behandelt und eine Methode zur Ermittlung der Größe der Wirkung angegeben.

*Güntherschulze.*

**E. Goldberg.** Herstellung von starken Verkleinerungen. ZS. f. techn. Phys. 7, 500—505, 1926, Nr. 10. Es wird eine Methode zur Herstellung starker Verkleinerungen auf photographischem Wege beschrieben. Als Aufnahmematerial findet eine Auskopieremulsion, auf Glas vergossen, Verwendung. Als optische Apparatur dient eine mikroskopische Anordnung, wobei im Gegensatz zum Normalfall der Lichteinfall von der Okularseite aus erfolgt. Bei der großen Lichtkonzentration sind trotz der Unempfindlichkeit der Emulsion nur Belichtungszeiten von etwa 10 Sek. notwendig, bei Verwendung einer 30-Watt-(6-Volt-) Lampe als Beleuchtungsquelle. Zur genauen Einstellung (d. h. der Abstand Objektiv—Objekt muß mit einer Genauigkeit von  $1\ \mu$  hergestellt werden) wird eine Autokollimationseinrichtung beschrieben. Mit Hilfe der beschriebenen Anordnung können Verkleinerungen bis zu  $1\ \mu$  Linienabstand hergestellt werden, d. h. es kann auf einer Fläche von  $0,01\ \text{mm}^2$  eine kleinere Druckseite abgebildet werden oder auf  $1\ \text{cm}^2$  100 Druckseiten.

*Meidinger.*



**Matth. Opladen.** Die Abhängigkeit des Brechungsexponenten der Gase vom Druck zwischen 1 und 10 Atm. *ZS. f. Phys.* **42**, 160–171, 1927, Nr. 2/3. Die Funktion  $(n - 1) = f(p)$  wird für Luft und Kohlensäure unter Benutzung eines Perot-Fabryschen Interferometers in einem Druckintervall zwischen 1 und 10 Atm. untersucht, und es werden die Konstanten der Mascart'schen Gleichung  $n - 1 = Kp(1 + \beta_p)$  wie folgt ermittelt:

für  $\lambda = 5462 \text{ \AA.-E.}$ :für  $\lambda = 4359 \text{ \AA.-E.}$ :

a) für Luft:

$$K = 0,3617 \cdot 10^{-6} \pm 0,0002 \cdot 10^{-6} \quad K = 0,3659 \cdot 10^{-6} \pm 0,0002 \cdot 10^{-6}$$

$$\beta = 0,51 \cdot 10^{-6} \pm 0,05 \cdot 10^{-6} \quad \beta = 0,53 \cdot 10^{-6} \pm 0,05 \cdot 10^{-6}$$

b) für Kohlensäure:

$$K = 0,5468 \cdot 10^{-6} \pm 0,0005 \cdot 10^{-6} \quad K = 0,5533 \cdot 10^{-6} \pm 0,0005 \cdot 10^{-6}$$

$$\beta = 8,72 \cdot 10^{-6} \pm 0,32 \cdot 10^{-6} \quad \beta = 8,71 \cdot 10^{-6} \pm 0,30 \cdot 10^{-6}$$

Die Konstante  $\beta$  nimmt den Wert Null an, wenn der Druck  $p$  des Gases durch die Dichte ersetzt wird; d. h. es gilt  $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$  Die Messung höherer Drucke erfolgt unter Anwendung einer neuen Methode zur Druckbestimmung, welche auf der Umkehrung des McLeod'schen Verfahrens beruht. — Für 1 Atm. Druck berechnet Verf. aus der Mascart'schen Gleichung auf Grund seiner Versuche für Luft bei  $0^\circ$  und  $\lambda = 5461 \text{ \AA.-E.}$   $n - 1 = 293,03 \cdot 10^{-6} \pm 0,17 \cdot 10^{-6}$ . *Scheel.*

**E. W. Cheney.** Measurement of index of refraction of gases at higher temperatures. *Phys. Rev.* (2) **29**, 292–298, 1927, Nr. 2. Ein Interferometer aus Quarzglas war in einen elektrischen Ofen eingebaut und wurde mit einer Neon-Geissleröhre besonderer Konstruktion von 1 kW Leistung bestrahlt. Es ergab sich, daß der thermische Koeffizient des Brechungsindex von Luft, Stickstoff, Schwefeldioxyd, Ammoniak und Kohlendioxyd sich für sichtbares Gebiet zwischen  $0$  und  $300^\circ$  nicht vom Wärmeausdehnungskoeffizienten unterscheidet. Für  $0^\circ$  und 760 mm wurden folgende Werte für  $(n - 1) 10^7$  errechnet:

$\lambda$ in $\text{\AA}$	Luft	N <sub>2</sub>	NH <sub>3</sub>	CO <sub>2</sub>	SO <sub>2</sub>
5852	2925	2985	3795	4485	6637
6143	2919	2977	3785	4473	6615
6678	2912	2969	3771	4465	6598

Der Wärmeausdehnungskoeffizient von Quarzglas wurde zwischen  $25$  und  $300^\circ$  konstant und gleich  $0,946 \cdot 10^{-6}$  gefunden, ein Wert, der von sonst in der Literatur bekannten Werten stark abweicht. *Scheel.*

**R. Brauns.** Die Brechungsexponenten des synthetischen grünen Korunds. *Centralbl. f. Min., Abt. A*, 1926, S. 233–234, Nr. 7. Der alexandrit-ähnliche synthetische Korund nimmt beim Erwärmen auf  $200$  bis  $300^\circ$  eine dunkelgrüne Färbung an, die sich durch Zusätze (Kobalt, Magnesia, Zink) stabilisieren läßt. Verf. hat die Brechungsexponenten gemessen, sie sind für den grünen Stein:

	Li	Na	Tl
$\omega$ . . . . .	1,7652	1,7687	1,7724
$\varepsilon$ . . . . .	1,7572	1,7606	1,7639

für den alexandritähnlichen nach früheren Messungen:

	Li	Na	Tl
$\omega$ . . . . .	1,7652	1,7686	1,7725
$\varepsilon$ . . . . .	1,7569	1,7605	1,7646

Der Zusatz macht sich somit im Brechungsexponenten innerhalb der gegebenen Meßgenauigkeit nicht bemerkbar.

*H. Brandes.*

**Erwin Lohr.** Ergänzungen zur Kontinuitätstheorie der Röntgenstrahlenausbreitung in Kristallen. S.-A. Wiener Ber. **135** [2a], 655—673, 1926, Nr. 10. Die Abhandlung steht im engsten Zusammenhang mit der ausführlichen Arbeit des Verf. über das gleiche Thema (Wiener Ber. **133**, 517—572, 1924). Nach einer Neuformulierung der Differentialgesetze, welche in gleicher Weise wie jene der ersten Arbeit durch ebene Wellen integriert werden, jedoch für die Deutung der Versuchsergebnisse gewisse Vorteile bieten, wird gezeigt, daß sich durch die Beibehaltung eines kleinen, räumlich konstanten Gliedes (das in der ersten Arbeit, um die Wirkungen der periodischen Struktur möglichst klar herauszuarbeiten, weggestrichen wurde) die Abweichungen vom Braggschen Gesetz in voller Übereinstimmung mit den experimentell gefundenen ergeben. Die schon in der ersten Arbeit angeschnittenen Intensitätsfragen werden weiter verfolgt und auch hier eine befriedigende Übereinstimmung mit den Tatsachen (soweit das in erster Näherung zu erwarten ist) nachgewiesen.

*Lohr.*

**W. Herz.** Dielektrizitätskonstante und Brechungsquotient. ZS. f. anorg. Chem. **161**, 217—220, 1927, Nr. 3. [S. 1040.]

*Güntherschulze.*

**W. Romanoff.** Die Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 491—528, 1927.

*Scheel.*

**J. A. Eldridge and H. F. Olson.** Polarization by electron impact. Phys. Rev. (2) **28**, 1151—1156, 1926, Nr. 6. Verff. regen Quecksilberdampf von Zimmertemperatur durch Elektronenstoß mit Spannungen, die etwa 2 Volt niedriger sind als die Ionisierungsspannung, zum Leuchten an und bestimmen die Polarisation der emittierten Hg-Linien. Nach einer einfachen Überlegung, die sich auf die Änderung des Impulsmoments bezieht, erwarten die Verff., daß die Linien, für die  $\Delta j = \pm 1$  ist, parallel zur Richtung des Elektronenstromes polarisiert sind und die Linien mit  $\Delta j = 0$  senkrecht. Für die erste Nebenserie stimmen die Beobachtungen mit dieser Erwartung überein. Bei der zweiten Nebenserie ist die Polarisation sehr viel schwächer und der Sinn der Polarisation scheint nicht mit der Theorie übereinzustimmen. Die experimentellen Ergebnisse sind in voller Übereinstimmung mit den gleichartigen Untersuchungen von Skinner (Proc. Roy. Soc. London, Okt. 1926).

*W. Grotrian.*

**Franco Rasetti.** Sopra la polarizzazione della luce emessa per urto elettronico. Lincei Rend. (6) **3**, 484—489, 1926, Nr. 8. Die Tatsache, daß die Resonanzlinie des Natriums beim Elektronenstoß praktisch keine Polarisation, die des Quecksilbers eine Polarisation ergibt, bei der der elektrische Vektor quer zum Strahl steht, wird durch die einfachsten, von Kossel und Gerthsen, sowie

von Ellett, Foote und Mohler durchgerechneten Ansätze nicht wiedergegeben. Der Verf. vergleicht wie Fermi (ZS. f. Phys. **29**, 315, 1925) das Feld des anregenden Elektrons am Orte des anzuregenden mit dem einer Welle und versucht, die Ergebnisse über die Stoßpolarisation auf diesem Wege mit denen über Resonanzpolarisation in Verbindung zu setzen. Es wird der Ansatz benutzt, daß das anregende Elektron auf einer geradlinigen Bahn bleibe, seine kinetische Energie soll also groß sein gegen die Anregespannung. Für sein Feld am Orte des anzuregenden Elektrons werden die von Fermi gegebenen Reihen benutzt. Aus dem so gewonnenen Spektrum soll der anzuregende Oszillator gemäß seinem optisch festgestellten Absorptionsvermögen Energie entnehmen. Bei der Mittelbildung für viele in verschiedenen Abständen am Oszillator vorbeifliegende Elektronen macht sich die Abweichung von der Wirklichkeit, die in der Annahme einer geradlinigen Bahn liegt, darin geltend, daß ein Minimalabstand willkürlich eingeführt werden muß, um endliche Ausdrücke zu behalten. Es wird dafür der Abstand gewählt, bei dem die übergebene Energie gleich dem  $h\nu$  des Oszillators wird (also angenommen, daß der Oszillator nur Beträge aufnehmen dürfe, die unter seiner Anregungsenergie liegen). Damit resultiert eine Polarisation, bei der der quer zum Strahl liegende elektrische Vektor überwiegt (augenscheinlich führt dies Hauptergebnis von der eben erwähnten Wahl der Grenze her, bei der die „zentraleren“ Stöße, die diesem Ansatz überhaupt unzugänglich sind, ausgeschaltet werden). Verf. berechnet speziell für die Hg-Resonanzlinie mit Füchtbauers Absorptionskoeffizienten Polarisationsgrade, die von 35 Proz. bei 10 Volt zu 61 Proz. bei 100 Volt ansteigen. Beobachtet sind von Foote, Ellett und Mohler 30 Proz. bei 6 bis 7 Volt (darüber aber Abnahme!). Bei Natrium findet sich in analoger Betrachtung nur etwa 1 Proz., was in der Tat den Beobachtungsmitteln der zitierten Arbeiten entgehen mußte. Die Ergebnisse von Skinner werden noch nicht herangezogen.

Kossel.

**C. V. Raman and J. Rama Krishna Rao.** Magnetic Double Refraction. *Nature* **119**, 528, 1927, Nr. 2997. Verff. untersuchten die Verbindungen der aliphatischen Reihe auf magnetische Anisotropie und Doppelbrechung in starken Magnetfeldern. Unter besonderen Vorsichtsmaßregeln zur Vermeidung von Störungen durch den Faradayeffekt und durch suspendierte kolloide Teilchen gelang es ihnen, bei sämtlichen untersuchten Substanzen die magnetische Doppelbrechung festzustellen. Es befanden sich darunter viele Kohlenwasserstoffe, Alkohole, Äther und Ester der aliphatischen Reihe. Der benutzte Magnet gab 25000 Gauß auf einer Länge von 32 cm. Die Versuche sollen mit einem neuen Magneten in Feldern bis 40000 Gauß fortgesetzt werden.

Güntherschulze.

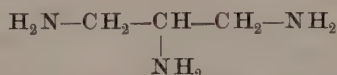
**Enrique Loedel Palumbo.** Las constantes ópticas de la molécula de sacarosa su „forma geométrica“. *Contrib. Esud. Cienté.* **4**, 55–78, 1926, Nr. 1 (Nr. 73). An wässrigen Lösungen der Saccharose wurden zwecks Ermittlung der optischen Konstanten der Brechungsindex, die Zirkularpolarisation und die Depolarisation des Tyndallichtes gemessen. Der Brechungsindex wurde für sieben verschiedene Konzentrationen für die helleren Heliumlinien und für die Natriumlinie bestimmt. Die damit berechnete Wellenlänge für die Eigenfrequenz des molekularen Dipols ergab sich zu 832,84 Å.-E. Die entwickelten mathematischen Formeln erklären die Dispersion der Zirkularpolarisation befriedigend, sind jedoch mit den Einflüssen der Konzentration der Lösung nicht in Übereinstimmung. Die optische Aktivität hat nur wenig Einfluß auf die Depolarisation des Tyndallichtes. Aus der Zirkularpolarisation berechnet sich



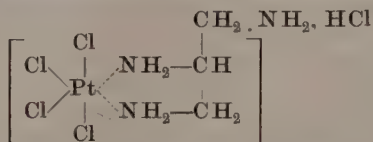
die Eigenfrequenz zu 1318 Å.-E., also zu einem anderen Werte wie aus der Brechung. In Übereinstimmung mit den Messungen von Gans weisen die Depolarisation des Tyndalllichtes auf ein mehr sphärisches Molekül des Zuckers hin, während die Zirkularpolarisation schraubenförmige Windung anzeigt.

Kauffmann

**F. G. Mann and W. J. Pope.** A Novel Type of Optically Active Complex Metallic Salt. *Nature* **119**, 351, 1927, Nr. 2992. Das aus Chloroplatinsäure und  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -Triaminopropan:



herstellbare Komplexsalz läßt sich in optisch aktive Komponenten von entgegengesetztem Drehungsvermögen spalten. Wie die Formel:



des Komplexsalzes zeigt, beruht die Enantiomorphie auf dem Asymmetrischwerden des mittleren Kohlenstoffatoms des Triaminopropanmoleküls. Die Asymmetrie wird durch Verknüpfung der  $\alpha$ - und  $\beta$ -Aminogruppen mit dem Platinatom durch Nebenvalenzen hervorgerufen. Es liegt hier das erste Beispiel dafür vor, daß Nebenvalenzbindung ein Kohlenstoffatom asymmetrisch machen kann.

Kauffmann

**A. Hagenbach et W. Pfeleiderer.** Sur le parallélisme entre les dispersions rotatoires anormales optique et magnétique. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) **8**, 262–267, 1926, Sept./Okt. [*C. R. Soc. Suisse de phys.* Fribourg 1926. Von Lösungen des Campherchinons in Toluol und des Diphenylmethylenecampher in Benzol wurden für zahlreiche Wellenlängen das optische und das magnetische Drehungsvermögen ermittelt, ferner die Absorption und die gewöhnliche Dispersion. Die Kurven, welche beim Campherchinon die Abhängigkeit des optischen Drehungsvermögens von der Wellenlänge wiedergeben, zeigen einen sehr ausgeprägten Einsenkungspunkt, von welchem ab sie mit abnehmenden Wellenlängen steil ansteigen. Diese Punkte verschieben sich mit wachsender Konzentration gegen Rot, fallen aber immer mit dem Anfang der Absorptionsbande zusammen. Die Kurven für das magnetische Drehungsvermögen zeigen, daß bei größeren Wellenlängen die Rotationsdispersion noch normal ist, aber bei kleineren plötzlich anomal wird; die Kurven senken sich bei genau den gleichen Wellenlängen ein wie die Kurven für die optische Drehung. Die Anomalien beider Drehungsarten rühren von der Absorption her, und darauf beruht ihr paralleler Verlauf. — Beim Diphenylmethylenecampher ist die Dispersion im untersuchten Gebiet noch normal.

Kauffmann

**Friedrich Bürki.** Über die Rotationsdispersion des Quarzes. *Helv. Chim. Acta* **7**, 328–330, 1924, Nr. 2. Verf. wendet die früher von ihm gegebene Formel über die Rotationsdispersion

$$[\alpha] = \frac{C}{\lambda^2} \cdot e^{\frac{\beta}{\lambda^2}}$$

auf den Quarz an. Es ergeben sich dann mit  $C = 7,1505$  und  $\beta = 0,01864$  folgende Werte:

$\lambda$ in $\mu$	$[\alpha]$ beobachtet	$[\alpha]$ nach Drude	$[\alpha]$ nach Verfasser
2,140	1,60	1,57	1,57
1,770	2,28	2,29	2,29
1,450	3,43	3,43	3,43
1,080	6,18	6,23	6,23
0,670 82	16,54	16,56	16,56
0,656 31	17,31	17,33	17,33
0,589 32	21,72	21,70	21,72
0,579 05	22,55	22,53	22,54
0,576 95	22,72	22,70	22,72
0,546 10	25,53	25,51	25,52
0,508 61	29,72	29,67	29,71
0,491 64	31,97	31,92	31,95
0,480 01	33,67	33,60	33,65
0,435 86	41,55	41,46	41,52
0,404 68	48,93	48,85	48,93
0,344 06	70,59	70,61	70,70
0,274 67	121,06	121,34	121,34

Die Werte stimmen im allgemeinen noch besser mit den Versuchsergebnissen überein, als die der Drudeschen Formel mit drei Konstanten. *Güntherschulze.*

**J. D. Tear.** The Nichols radiometer. Journ. Opt. Soc. Amer. **11**, 81—86, 1925, Nr. 1. Verf. beschreibt eine empfehlenswerte Radiometerkonstruktion äußerst hoher Empfindlichkeit; diese beträgt  $2 \cdot 10^{-8}$  Watt pro  $\text{cm}^2$  für 1 mm Ausschlag, von dem sich 0,2 noch ablesen lassen. Diese hohe Empfindlichkeit wird besonders durch Verkleinerung der Auffangfläche erreicht, die bei einem Instrument nur  $0,5 \cdot 1,5 \text{ mm}^2$  groß ist, hinter welcher unmittelbar ein feststehendes Glimmerplättchen angebracht ist. Den kleinsten mit diesem System noch sicher beobachtbaren Ausschlägen entspricht eine absorbierte Energie von der Größenordnung  $3 \cdot 10^{-11}$  Watt. *Gerlach.*

**C. G. Abbot.** Radiometer measurements of stellar energy spectra. Astrophys. Journ. **60**, 87—107, 1924, Nr. 2. Benutzt wird ein 100-inch-Spiegelteleskop; das Sternlicht fällt aus diesem in 16 m Abstand auf einen 50-cm-Konkavspiegel ( $f$  100 cm), der eine zentrale Öffnung von 10 cm hat; durch diese fällt das vom Konkavspiegel auf einen kleinen Konvexspiegel fallende und von diesem parallel gemachte Licht auf ein  $60^\circ$ -Flintglasprisma in Wadsworthscher Anordnung und — spektral zerlegt — auf ein empfindliches Radiometer von Nichols und Tear. Meßbar ist der Spektralbereich 2,224 bis  $0,437 \mu$ . Die spektrale Energieverteilung in den Sternspektren wird mit der im Sonnenspektrum verglichen, indem mit gleichem Apparat nach Lichtschwächung auf etwa den  $10^{10}$ . Teil das Sonnenspektrum aufgenommen wurde. Es werden die gemessenen und die auf atmosphärische Absorption korrigierten Energiekurven für folgende Sterne gegeben; in Klammern ist die aus der Sternkurve am besten entsprechenden schwarzen Strahlungskurve ermittelte absolute Temperatur angegeben (wegen

der hierzu erforderlichen Umrechnungen s. das Original): Rigel (16000<sup>0</sup>), Vega (14000<sup>0</sup>), Sirius (11000<sup>0</sup>), Procyon (8000<sup>0</sup>), Sonne (6000<sup>0</sup>), Capella (5800<sup>0</sup>), Aldebaran (3000<sup>0</sup>),  $\beta$ -Pegasi (2850<sup>0</sup>), Beteigeuze (2600<sup>0</sup>),  $\alpha$ -Herculis (2500<sup>0</sup>). (Die Darstellbarkeit der gemessenen Kurven als eine schwarze Strahlungskurve ist nicht bei allen Sternen gleich gut erreichbar.) Aus diesen Temperaturen  $T$  wird der Sterndurchmesser  $2R$  bestimmt: Es sei  $R$  der Radius eines äquivalenten schwarzen Körpers der Temperatur  $T$ ,  $D$  sein Abstand,  $N$  der Betrag der Sternstrahlung, bezogen auf die Sonnenstrahlung als Einheit,  $\Pi$  die Parallaxe,  $\sigma$  die

Strahlungskonstante und 1,94 die Solarkonstante. Dann ist  $\frac{4\pi R^2 \cdot \sigma T^4}{4\Pi D^2} = 1,94 N$ .

Es ergeben sich folgende Werte in Einheiten  $1,42 \cdot 10^6$  km (= 1 Sonnendurchmesser) (die eingeklammerten Zahlen sind interferometrische Durchmesser):  $\beta$ -Orionis 20,  $\alpha$ -Lyrae 2,0,  $\alpha$ -Canis major 1,2 (2,0),  $\alpha$ -Canis minor 1,1,  $\alpha$ -Aurigae 13,  $\alpha$ -Tauri 70 (39),  $\beta$ -Pegasi 94 (82),  $\beta$ -Orionis 510 (280); also doch immerhin eine beträchtliche Übereinstimmung.

*Gerlach.*

**W. W. Coblentz and C. W. Hughes.** Emissive tests of paints for decreasing or increasing heat radiation from surfaces. Technol. Pap. Bur. of Stand. 18, 171—187, 1924, Nr. 254. Mit der Thermosäule wird das Ausstrahlungsvermögen für Wärmestrahlen für eine große Zahl technisch verwerteter Materialien mit und ohne Lack- oder Email- oder Bronze- (und dergleichen) Überzüge gemessen. Wegen der Ergebnisse kann auf das Original verwiesen werden, da die Daten nur praktisches Interesse haben.

*Gerlach.*

**W. E. Garner, C. H. Johnson and S. W. Saunders.** Infra-red emission from gaseous explosions. Nature 117, 790—791, 1926, Nr. 2953. Mit einem Hilgerschen Ultrarotspektrographen untersuchen die Verf. die Emission der bei der Explosion von Kohlenoxyd-Sauerstoffgemischen auftretenden Kohlensäurebanden bei 2,8 und 4,4  $\mu$ . Der Zweck der Untersuchung ist, einen Einblick in die Katalysatorwirkung von Wasser und anderen Substanzen auf die Explosionsgeschwindigkeit dieser Gemische zu bekommen. Qualitativ ist das Explosionsspektrum dasselbe wie das der Flamme, doch ist das Verhältnis der Intensität der Bande bei 2,8  $\mu$  zu der der Bande bei 4,4  $\mu$  in beiden Fällen sehr verschieden. Bei der Explosion von mit Phosphorpentoxyd getrockneten Gasen ist bei einem 35-cm-Rohr das Verhältnis der beiden Banden etwa 1:1, bei der Flamme aber 1:11. Sind die Gase mit Wasserdampf gesättigt, so ist das Verhältnis 2:1 bzw. 1:10. Obgleich die Explosionsgeschwindigkeit in trockenem Gase geringer ist, ist die Intensität der ultraroten Emission doch bei trockenen Gasen wesentlich größer als bei feuchten. Für die Bande bei 2,8  $\mu$  war das Verhältnis 3:2 und für die Bande bei 4,4  $\mu$  3:1. Da die Absorption des Wasserdampfes der Stubenluft vernachlässigt werden kann, muß das Nachlassen der ultraroten Emission beim Zusatz von Wasser auf in den heißen Gasen selbst liegende Ursachen zurückgeführt werden. Unter Berücksichtigung der Abnahme der ultraroten Emission und der Zunahme der Explosionsgeschwindigkeit kann man die Katalysatorwirkung von Wasser, nach der Ansicht der Verf., entweder durch Absorption oder durch Stoßvorgänge zwischen den Gasmolekülen erklären. Äthyljodid und Äthylnitrat sind noch stärkere Katalysatoren für Kohlensäureexplosionen, und wenige Prozent dieser Substanzen genügen, um die Intensität der beiden Banden auf etwa 1 Proz. der bei reinem Gemisch auftretenden Emission herabzudrücken.

*Dreisch.*

**H. Volkringer.** Sur le spectre continu du mercure. C. R. 184, 150—151, 1927, Nr. 3. Verf. versucht, die von ihm quantitativ untersuchte Energieverteilung



im kontinuierlichen Spektrum des Quecksilbers (s. C. R. **183**, 780, 1926; es handelt sich hierbei nur um den im sichtbaren Spektralgebiet gelegenen Teil) durch eine theoretische Kurve darzustellen. Diese ist die bekannte Resonanzkurve, die man nach einfachen „klassischen“ Rechnungen aus der Gleichung des harmonischen Oszillators mit Dämpfungsglied erhält. Die mitgeteilte Kurve paßt sich den Messungen des Verf. gut an.

*Mecke.*

**V. Polak.** Versuche zur Feststellung von Strahlungsgrößen in Siemens-Martin-Öfen. ZS. f. techn. Phys. **8**, 71–74, 1927, Nr. 2.

**D. J. Mc Swiney.** Some observations on heat transfer in furnaces. Journ. Amer. Cer. Soc. **10**, 1–5, 1927, Nr. 1. [S. 1104.]

*Jakob.*

**Walther Gerlach.** Über neue spektrographische Absorptionsmethoden. Festschr. Phys. Ver. Frankfurt, S. 45–61, 1924. Besprechung des Wesens, der Anwendbarkeit und der Bedeutung von Methoden zur Untersuchung der Linienabsorption in Gasen. Es wird besonders die Methode des Unterwasserfunktens behandelt und gezeigt, daß aus dem Auftreten und der Form von Absorptionslinien Schlüsse auf Serien- oder Multiplettzugehörigkeit von Spektrallinien gezogen werden können. Hierzu werden als Beispiele die Grunddoublets der Metalle Kupfer, Silber, Gold, einer  $pp'$ -Gruppe in Cadmium und andere Fälle behandelt.

*Gerlach.*

**James A. Swindler.** The effects of changes in potential and frequency on the line spectrum of certain gases. Phys. Rev. (2) **28**, 1136–1146, 1926, Nr. 6. Es wird eine Anordnung beschrieben, die es gestattet, Geisslersche Röhren mit Außenelektroden entweder mit hochgespanntem Wechselstrom von 60 Perioden oder hochfrequenten Schwingungen von etwa  $10^6$  Schwingungen pro Sekunde zu betreiben. Die Änderungen in den Spektren werden mit einem Hilgerschen Quarzspektrographen untersucht. Die Spitzenspannungen am Rohre werden für die Schwingungen aus Wellenlänge, Dämpfung und Strom berechnet, für den Wechselstrom mit einem Elektrometer gemessen. Spannungsänderungen bewirken sowohl bei Wechselstrom wie bei Schwingungen wesentliche Änderungen der Intensitäten der Linien. Änderung der Frequenz der Schwingungen von  $0,58 \cdot 10^6$  auf  $1,91 \cdot 10^6$  bewirkt keine Veränderung der Spektren. Dagegen ergeben sich wesentliche Veränderungen zwischen den Spektren bei Betrieb mit Wechselstrom und mit Schwingungen. Untersucht werden Röhren mit Cl, He, Ne, Kr, X, H<sub>2</sub> und Hg. In allen Fällen treten aber stark die Spektren von Verunreinigungen, insbesondere N<sub>2</sub> und Cyan auf, und auf diese beziehen sich insbesondere die Veränderungen der Spektren bei Variation der Versuchsbedingungen.

*W. Grotrian.*

**George S. Monk.** Secondary standards of wave-length in the spectra of neon and iron. Astrophys. Journ. **62**, 375–386, 1925, Nr. 5. Der Verf. hat eine Reihe von Neon- und Eisenlinien, die als sekundäre Wellenlängennormale dienen, interferometrisch mit der vielfach beschriebenen Interferometeranordnung des Bureau of Standards neu gemessen. Als Primärnormale diente dabei eine Cadmiumentladungsröhre besonderer Form, die so konstruiert war, daß eine Erhitzung der Elektroden und das damit stets verbundene Springen des Gefäßes durch Verlegung der Einschmelzstellen vermieden wurde. Ein besonders durchgeführter Vergleich dieser Lampe mit einer gewöhnlichen H-Lampe nach Michelson und einem Cadmiumvakuumbogen zwischen Kohleelektroden ergab,

daß die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie 6438 vollständig identisch bei allen drei Typen ist. Die beiden anderen, vielfach ebenfalls als Normalen benutzten Linien 5085 und 4719 zeigten dabei Unterschiede bis zu 0,010 Å.-E., die auf die verschiedene Feinstruktur zurückzuführen sind. Die Messung von 20 ausgewählten Neonlinien ergab, daß zwei der von der International astronomical Union angenommenen Werte 5852,488 und 5881,896 Å.-E. um 0,001 zu groß sind. Den Messungen im Eisenspektrum wurde ein verbesserter Pfundbogen zugrunde gelegt, bei dem lediglich eine Mittelzone von  $1\frac{1}{4}$  mm Breite aus dem 12 mm langen Bogen benutzt wurde. Im ganzen wurden 110 Linien zwischen 3445 und 6678 Å.-E. im Anschluß an die Neonlinien neu gemessen. Zwischen 3445 und 6000 Å.-E. stimmen die erhaltenen Werte im wesentlichen mit den von Meggers, Kiess und Peters angegebenen überein, oberhalb 600 Volt finden sich dagegen systematische Abweichungen von  $-0,002$  Å.-E. Schließlich diskutiert der Verf. noch eine Reihe von Gründen, die gegen den Ersatz dieses Bogens durch einen Vakuumbogen sprechen, und unter denen hier als wesentlichste die ungenügende Kenntnis der Druckverschiebung und die unbequeme Handhabung des Vakuumbogens erwähnt seien.

Frerichs.

**Jadwiga Rakowicz-Pogorzelska.** Rayonnement de résonance des vapeurs du tellure. (Note préliminaire.) C. R. Soc. Pol. de phys. 7, 51–56. 1926. (Polnisch, mit französischer Übersicht.)

**Hedvige Rakowicz-Pogorzelska.** La fluorescence à spectre de raies de la vapeur de tellure. Bull. Krakau (A) 1926, S. 243–245, Nr. 7. Die Fluoreszenz des Tellurdampfes wird in einem evakuierten Quarzrohr untersucht, das in einem elektrischen Ofen bis auf 1000° erhitzt werden kann. Die Fluoreszenz beginnt bei 350° und erreicht ihr Maximum bei rund 600° C. Angeregt wird die Fluoreszenz mit einer Quecksilberlampe, wobei in der Hauptsache die Linie  $\lambda$  4359 als Anregungslinie in Betracht kommt, daneben wohl auch noch  $\lambda$  4047. Die vom Verf. im Bereich  $\lambda$  5000 bis 4000 mitgeteilten Resonanzglieder (es werden nur die ganzen Angströmeinheiten mitgeteilt) lassen sich in die Serie  $\nu = 23430 - (256 n'' - 0,7 n''^2)$  einordnen. (Konstantenberechnung des Ref.) Es werden zwei antistokessche Glieder von  $\lambda$  4359 beobachtet.

Mecke.

**Wiktor Ehrenfeucht.** Rayonnement de résonance des vapeurs du sélénium. (Note préliminaire.) C. R. Soc. Pol. de phys. 7, 65–68, 1926. (Polnisch, mit französischer Übersicht.) Die Untersuchungen vollziehen sich in analoger Weise wie im vorstehenden Referat: Selendampf im Quarzrohr, angeregt durch das Licht einer Quecksilberlampe. Als Anregungslinien werden angegeben  $\lambda$  4047, 4078 und 4359. Belichtungsdauer der Aufnahme bis zu 50 Stunden. Die folgenden drei Resonanzserien mit mehreren antistokesschen Gliedern werden mitgeteilt (Konstantenberechnung des Ref.):

$$\lambda 4047, \nu = 24710 - (386 n - 1,0 n^2) \quad [n = -4 \text{ bis } +19],$$

$$\lambda 4078, \nu = 24520 - (377 n) \quad [n = 0 \text{ „ } +2],$$

$$\lambda 4359, \nu = 22940 - (362 n) \quad [n = -3 \text{ „ } +3].$$

Mecke.

**J. W. Beams and P. N. Rhodes.** The time intervals between the appearance of certain spectrum lines of helium and of mercury. Phys. Rev. (2) 28, 1147–1150, 1926, Nr. 6. Mit einer schon früher beschriebenen Anordnung (Phys. Rev. 28, 475, 1926), bei der unter Benutzung einer Kerrzelle in etwas modifizierter Form die Methode von Abraham und Lemoine zur Messung kleiner Zeitintervalle angewandt wird, messen die Verff. die Zeitintervalle zwischen dem Erscheinen der verschiedenen Spektrallinien bei kondensierten

Entladungen durch He- und Hg-Dampf. Als Lichtquelle dient ein H-förmiges Vakuumrohr mit 6 bis 8 mm He-Druck, das end on beobachtet wird. Es wird aber auch ein Funken in He von Atmosphärendruck verwendet. Für Hg findet auch ein H-förmiges Entladungsrohr Verwendung, wobei der Dampfdruck durch Erhitzen sehr hoch gemacht werden kann. Es zeigt sich, daß die zeitliche Folge des Erscheinens der einzelnen Linien weitgehend unabhängig von den Anregungsbedingungen ist. Sowohl bei He wie bei Hg erscheinen die Funkenlinien zuerst. Bei He erscheinen von den Bogenlinien zuerst die Parheliumlinien  $\lambda = 5016$  ( $2S - 3P$ ) und  $4922$  ( $2P - 4D$ ), dann folgen die Orthoheliumlinien  $4472$  ( $2p - 4d$ ),  $5876$  ( $2p - 3d$ ) und  $4713$  ( $2p - 3s$ ), schließlich kommt die Parheliumlinie  $6678$  ( $2P - 3D$ ). Die Zeitintervalle zwischen dem Erscheinen aufeinanderfolgender Linien sind 1 bis  $2 \cdot 10^{-8}$  sec. Auch bei Hg ergeben sich ähnliche Zeitfolgen.

W. Grotrian.

**St. Procopiu.** Sur les spectres de l'arc entre métaux, dans différents milieux et dans le vide. Ann. de phys. (10) 1, 89—133, 1924, Jan./Febr. In Wasser, Leuchtgas und Wasserstoff verschwinden die Bogenlinien, wenn ihre Ordnungszahl in der Reihe groß ist, während die entsprechenden Funkenlinien an Intensität zunehmen. In Stickstoff dagegen nehmen die Linienintensitäten gegen die letzten Termglieder hin zu, während die Funkenlinien verschwinden. In einer Flamme verhält sich ein Bogen ähnlich wie in einem verdünnten Gase. Gelegentlich wird doppelte Umkehr beobachtet. Aus dem Verhalten der Funkenlinien im Bogen folgt, daß sie vom positiven Ion erregt werden, während die Bogenlinien von den neutralen Atomen stammen. Der Vakuumbogen erzeugt auch ein kontinuierliches Spektrum, dessen Entstehungsbedingungen untersucht werden. Die Untersuchung des Bogens zwischen zwei verschiedenen Metallen zeigt die Wichtigkeit der Kathode.

Güntherschulze.

**K. W. Meissner.** Die Serien des Argonbogenspektrums. I. ZS. f. Phys. 39, 172—190, 1926, Nr. 2/3.

**K. W. Meissner.** Die Serien des Argonspektrums. II. ZS. f. Phys. 40, 839—875, 1927, Nr. 11/12. Der Verf. hat in den beiden Untersuchungen das rote Argonspektrum neu gemessen und zum größten Teil eingeordnet. Die Messungen, die sich über den Wellenlängenbereich 9784 bis 2942 Å.-E. erstrecken, wurden mit einem mittleren Konkavgitter (3 m) bei einer Genauigkeit von  $\pm 0,02$  Å.-E. gemacht und dabei an die stärksten, interferometrisch festgelegten Argonlinien angeschlossen. Im ganzen wurden zehn Serien aufgestellt, die den 10 *p*-Serien des Neons analog sind. Diese Serien zerfallen ebenfalls wie beim Neon in zwei Gruppen, deren Grenzen eine Differenz von  $1423 \text{ cm}^{-1}$  aufweisen. Die zweite Arbeit enthält die Fortführung der Analyse, die zur Auffindung von 4 *s*- und 12 *d*-Termfolgen ebenfalls in Analogie zum Neonspektrum führt. Wegen des reichhaltigen Materials an Messungen und Tabellen muß auf das Original verwiesen werden.

Frerichs.

**T. L. de Bruin.** The Double Normal State of the Arc Spectrum of Fluorine. Nature 118, 804, 1926, Nr. 2979. Die enge, von Millikan und Bowen (Phys. Rev. 23, 1, 1924; Phil. Mag. 48, 259, 1924) bei 606,9 beobachtete Gruppe in F deutet Verf. als eine  $4P^2P'$ -Kombination. Der Term  $2P'$  ( $\Delta\nu = 325,6$ ) tritt auch in verschiedenen Multipletts im roten Teil des Spektrums auf. Die Linien 657,69 und 658,31 haben  $\Delta\nu = 145,5$ . Diese Aufspaltung ist ebenfalls aus Multipletts im roten Teil des Spektrums bekannt und gehört einem  $2P$ -Term



an. Verf. nimmt an, daß entweder einer von den  $P$ -Termen mit  $\Delta\nu = 325,6$  oder von den Termen mit  $\Delta = 145,5$  dem Normalzustand zuzuordnen ist.

*Gieseler.*

**T. L. de Bruin.** Bemerkungen über einige Gesetzmäßigkeiten in den Bogenspektren von Fluor und Chlor. *ZS. f. Phys.* **39**, 869–876, 1926, Nr. 10/11. In der vorliegenden Untersuchung sind einige im langwelligen Teil der Bogenspektren des  $\text{Fl}$  und  $\text{Cl}$  gelegene konstante Differenzen angegeben. Dabei ließen sich eine Reihe von Fluorlinien in Multipletts einordnen, die im allgemeinen gut mit den von Caragan beobachteten Zeemaneffekten übereinstimmen. Einige konstante Differenzen im  $\text{Cl}$ -Spektrum weisen auf Zusammenhänge mit kurzwelligen Chlorlinien im Schumanngebiet hin.

*Frerichs.*

**K. Lothar Wolf.** Über einen Niedervoltvakuumbogen und über die Kohlelinie 4267. *ZS. f. Phys.* **39**, 883–885, 1926, Nr. 12. In einem Kohlerohr-widerstandsofen nach King wird zwischen den Enden des in seinem mittleren Teil durchgebrannten Heizrohres ein Vakuumbogen erzeugt, der sich bei einer bis zu 15 cm wachsenden Länge etwa eine halbe bis eine Stunde aufrechterhalten läßt. Die Spannung wird dabei allmählich von 15 bis auf 20 Volt gesteigert, wobei der Strom von 450 auf 900 Amp. zunimmt. Der Druck beträgt 0,01 bis 0,1 mm. In diesem Bogen wird insbesondere die Kohlelinie  $\lambda = 4267$  untersucht. Aufnahmen in der zweiten Ordnung eines großen Rowlandschen Plangitters (Dispersion 0,68 Å.-E. pro Millimeter) zeigen diese Linie doppelt bei völliger Trennung der Einzelkomponenten. Die Wellenlängen der Einzellinien sind  $\lambda = 4267,261 \pm 0,010$  und  $4267,031 \pm 0,010$ . Die langwelligere Komponente ist mehr als doppelt so intensiv als die kurzwelligere. Die Aufspaltung ist  $\Delta\lambda = 0,230$ , entsprechend  $\Delta\nu = 1,26 \text{ cm}^{-1}$  (nicht 6,8, wie irrtümlich in der Originalarbeit angegeben).

*W. Grotrian.*

**C. Richter.** Über das Bogenspektrum des Germaniums. *Naturwissenschaft.* **15**, 266, 1927, Nr. 11. Mit spektroskopisch reinem Germaniumdioxid wurden die Bogenlinien des  $\text{Ge}$  bis auf 0,001 bis 0,002 Å.-E. gemessen. Es gelang, die starken Linien in ein Schema mit konstantem  $\delta\nu$  einzuordnen, das wie beim  $\text{Sn}$  fünf Terme mit den Schwingungsdifferenzen 557,11, 852,81, 5715,33, 9242,38 festlegt.

*Güntherschulze.*

**Hermann Schüler.** Über das erste Li-Funkenspektrum. *ZS. f. Phys.* **37**, 568–571, 1926, Nr. 7/8. Der Verf. hat mit der von ihm speziell zur Erzeugung von Funkenspektren ausgearbeiteten Lichtquelle das Li-Spektrum im Gebiet 2000 bis 7000 Å.-E. ausgemessen. Das Spektrum selbst zerfällt in zwei Liniengruppen, die in Analogie zum Heliumbogenspektrum mit Par- und Ortholithium bezeichnet werden. Die vorläufigen, in einer früheren Mitteilung veröffentlichten Messungen des Verf. im Ortholithiumspektrum sind inzwischen von Werner in zwei Untersuchungen bestätigt worden. Bei dem Parolithiumspektrum konnten 14 Linien als Kombinationen zwischen vier  $S$ -, einem  $P$ -, sechs  $D$ - und fünf  $F$ -Termen gedeutet werden. Aus der Analogie zum Heliumspektrum läßt sich dann die Lage der weiteren Serienglieder abschätzen, die teilweise im fernerem Ultraviolett liegen müssen.

*Frerichs.*

**T. L. de Bruin.** Über das Funkenspektrum des Kaliums. *ZS. f. Phys.* **38**, 94–103, 1926, Nr. 1/2. Der Verf. hat das Funkenspektrum des Kaliums untersucht, um es mit dem nach dem Sommerfeld-Kosselschen Verschiebungssatz analogen Argonspektrum zu vergleichen. Als bequeme Methode zur Er-

zeugung erwies sich die elektrodosenlose Ringentladung innerhalb einer evakuierten und mit Kaliumdampf gefüllten Kugel aus Pyrexglas. Die Genauigkeit der mit einem 2-m-Gitter ausgeführten Messungen wird zu  $\pm 0,03 \text{ \AA.-E.}$  angegeben. Da das Argonspektrum nur bruchstückweise analysiert ist, im übrigen aber die gleiche Struktur aufweist wie das Neonspektrum, hat der Verf. mit Erfolg die gemessenen Linien mit dem Termschema der Neonlinien verglichen. Die Ähnlichkeit zeigt sich besonders in dem Auftreten von zehnfachen  $P$ -Termen, die in beiden Spektren gleiche Quantenzahlen und Intervallverhältnisse aufweisen. Auf diese Weise konnten über 150 Linien als Kombinationen zwischen diesen  $P$ - und anderen unbekannten und mit  $X$  und  $Y$  bezeichneten Termen eingeordnet werden.

*Frerichs.*

**D. R. White.** Voltage-intensity relations of mercury lines below ionization. *Phys. Rev.* (2) **28**, 1125—1135, 1926, Nr. 6. In einem Vakuumrohr mit Oxydglühkathode, zwei diese koaxial umgebenden Drahtnetzen und einem dritten Drahtnetz, das an der Wand des Gefäßes liegt, werden Quecksilberatome durch Elektronenstoß zum Leuchten angeregt. Die Intensitäten von 28 Hg-Linien werden durch photographische Photometrie gemessen in Abhängigkeit von der beschleunigenden Spannung. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren ergibt sich bei fast allen Linien das Minimumpotential für die Anregung einer bestimmten Linie so, wie es nach dem Termschema zu erwarten ist. Eine Ausnahme macht nur die Linie  $\lambda = 4078 (2p_2 - 2s)$ , für die sich 8,3 statt des theoretischen Wertes 7,9 ergibt. Die Kurven, die die Abhängigkeit der Intensität von der beschleunigenden Spannung darstellen, sind für Linien, die denselben Anfangszustand haben, identisch, wenn die Intensitätsmaßstäbe so gewählt werden, daß die Kurven für verschiedene Linien in einem willkürlich gewählten Punkte zusammenfallen. Dies bedeutet also Unabhängigkeit der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten für Übergänge, die von demselben Anfangszustand zu verschiedenen Endzuständen führen. Die Kurven zeigen Anstiege und Abfälle bei bestimmten Spannungen, wobei die Anstiege z. B. für die Linie  $2p_2 - 2s$  bei den Spannungen zu liegen scheinen, die den Termwerten  $3s$ ,  $4s$  und  $5s$  entsprechen. Analoges gilt für andere Linien, doch zeigen nicht alle Kurven solche Knicke. Das Verhältnis der Zahl der Quanten, die in den Triplettlinien  $2p_1 - 2s$  (5461),  $2p_2 - 2s$  (4358) und  $2p_3 - 2s$  (4047) bei 10,2 Volt beschleunigender Spannung emittiert werden, wird zu 9:11:3 bestimmt.

*W. Grotrian.*

**H. Volkringer.** Sur le spectre continu du mercure. *C. R.* **183**, 780—782, 1926, Nr. 19. Der Verf. hat das bekannte kontinuierliche Spektrum des Quecksilbers, das sich vom roten Teil des Spektrums bis zur Resonanzlinie 2536  $\text{\AA.-E.}$  erstreckt, photometrisch untersucht. Zur Erzeugung diente die elektrodosenlose Ringentladung in einer Pyrexglaskugel, die durch einen elektrischen Ofen auf die erforderliche Temperatur gebracht wurde. Bei  $140^\circ (= 0,75 \text{ mm Hg})$  erschien das Spektrum und erreichte seine größte Intensität bei  $240^\circ (= 35 \text{ mm Hg})$ . Zur energetischen Durchmessung wurde auf ein und derselben Platte außer dem Quecksilberspektrum ebenfalls in einer Reihe von Aufnahmen das kontinuierliche Spektrum eines schwarzen Körpers aufgenommen, wobei die Intensität stufenweise durch eingeschaltete Polarisationsrichtungen variiert wurde. Als schwarzer Körper diente der Innenraum eines elektrisch geheizten Platinzylinders, und unter Benutzung der Planckschen Formel konnte bei den bekannten Intensitätsabstufungen der einzelnen Aufnahmen dieses schwarzen Körpers unmittelbar die Energieverteilung des kontinuierlichen Spektrums bestimmt werden. Die Energiekurve weist ein Maximum bei  $512 \text{ m}\mu$  auf und fällt nach beiden Seiten

gleichmäßig ab. Der Verf. hebt dabei hervor, daß die Wellenlänge des Maximums ungefähr dem doppelten Werte der Resonanzlinie 2536 Å.-E. entspricht, und daß die Kurve einen viel stärkeren Intensitätsabfall aufweist, als die schwarze Strahlung von 5700<sup>0</sup>, deren Energiemaximum an der gleichen Stelle liegt. *Frerichs.*

**T. Lyman and F. A. Saunders.** The Spectrum of neon in the extreme ultraviolet. Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 92—96, 1926, Nr. 2. Die vorliegende Messung von 16 zwischen 743 und 586 Å.-E. gelegenen Neonlinien des Schumannbereichs wurde mit einem 1-m-Gittervakuumspektrograph ausgeführt. Das verwandte Neon war sorgfältig gereinigt, so daß die Anwesenheit von Krypton und Xenon nicht zu befürchten war. Die Genauigkeit der Messungen beträgt 0,2 Å.-E. Die Einordnung der gemessenen Linien, unter denen sich die vorher von Hertz aufgefundenen beiden Resonanzlinien befinden, in das bekannte Serienschema ergab auf Grund der Bestimmung des 1 *p*-Terms ein Ionisationspotential von 21,47 Volt in guter Übereinstimmung mit dem von Hertz direkt gefundenen Werte 21,5 Volt. *Frerichs.*

**Rayleigh.** The Band Spectrum of Mercury from the Excited Vapour. Nature 119, 387, 1927, Nr. 2993. Ergänzung zu dem Briefe des Verf. (Nature, 27. November 1926). Die durch die Erhitzung ausgelöschte grüne Bande kommt wieder zum Vorschein, wenn der Dampf zu kälteren Stellen diffundiert. Der Hauptteil des Bandenspektrums bedeckt das ganze Gebiet auf der langwelligen Seite der Linie 2537 Å.-E., mit der er plötzlich einsetzt. Die verbotene Linie 2270 ist auf der photographischen Platte zu sehen. Von ihr bis zur Bande 2345 reicht ein besonderer Bandenstreifen. Im Gebiet kürzerer Wellen und auch im Gebiet zwischen 2345 und 2537 ist der Hintergrund des Spektrums völlig dunkel. Takamine hat schon früher vermutet, daß die Bande 2345 irgendwie mit verbotenen Linien verknüpft ist. Die jetzigen Ergebnisse wurden mit Expositionen von 100 Stunden erhalten. *Güntherschulze.*

**Rayleigh.** The Band Spectrum of Mercury from the Excited Vapour. Nature 119, 423, 1927, Nr. 2994. Ergänzung zu dem Briefe des Verf. (Nature 119, 387, 1927; vgl. vorst. Ref.). Auch die zweite verbotene Linie bei der berechneten Wellenlänge 2655,60 ist in dem angeregten Dampfe vorhanden und sogar viel stärker als 2270. Die genaue Wellenlänge der Linie ist 2655,73. Dieser Wert läßt sich noch verbessern, aber zweifellos befindet sich die Linie auf der roten Seite der Linie 2655,13 in einem zum Vergleich dienenden Bogenspektrum. Die verbotene Linie fehlt in dem letzteren und ist nach dem Verf. bisher überhaupt noch nicht beobachtet. *Güntherschulze.*

**W. Jevons.** The More Refrangible Band System of Cyanogen as Developed in Active Nitrogen. Proc. Roy. Soc. London (A) 112, 407—441, 1926, Nr. 761. Es handelt sich hier hauptsächlich um die Untersuchung der drei Cyanbandengruppen  $\lambda\lambda$  4216, 3883 und 3590, wenn dieselben nicht wie üblich im Bogen, sondern mit Hilfe von aktivem Stickstoff erzeugt werden. Hierbei erlangt das Spektrum ein ganz anderes Aussehen insofern, als die Serien (*P*- und *R*-Zweige) in den Banden wesentlich verkürzt werden (der gleiche Effekt tritt auch auf, wenn die Banden als Verunreinigung in einer Geissleröhre mit Edelgasfüllung erscheinen; der Ref.). Diese Verkürzung hat zur Folge, daß der rücklaufende *P*-Zweig die Nullinienstelle nicht mehr verdeckt, so daß diese sich als Lücke in der Bande kenntlich macht. Aus dem gleichen Grunde bilden die Serien der Gruppe  $\lambda$  3590 keine Kanten mehr, da die Serien schon vorher aufhören.



Da von letzterer Gruppe noch keine Serieneinordnungen vorliegen, so nimmt Verf. dieselbe vor, bildet auch die üblichen Kombinationsbeziehungen und vergleicht seine Gittermessungen mit den älteren Bogenmessungen von Uhler und Patterson und von Kayser und Runge. Auch einige Serien der sogenannten Schwänze d. h. Banden, die nach Rot abschattiert sind im Gegensatz zu den anderen Gruppen, werden ausgemessen, und zwar in der Gegend von  $\lambda$  3934,5 bis  $\lambda$  3883,7, doch bleibt die Deutung dieser Serien noch unklar. *Mecke.*

**Vivian M. Ellsworth and J. J. Hopfield.** Oxygen bands in the ultra-violet. Phys. Rev. (2) 29, 79—84, 1927, Nr. 1. Die Verff. wollen die bisherigen Messungen der ersten negativen Sauerstoffgruppe — es sind nach Rot abschattierte Doppelbanden mit einer Frequenzdifferenz von 200 — vervollständigen. Benutzt werden zu diesem Zwecke ein 1-m-Gitter und ein Vakuumgitterspektrograph. 32 Doppelbanden, davon acht neue, können in das übliche Kantenschema eingeordnet werden, wobei die von Birge und dem Ref. aufgestellte Kantenformel bestätigt wurde:  $\nu = \frac{38308}{38108} + (887 n' - 13,4 n'^2) - (1859,9 n'' - 16,53 n''^2)$ . *Mecke.*

**Enos E. Witmer.** Critical potentials and the heat of dissociation of hydrogen as determined from its ultra-violet band spectrum. Phys. Rev. (2) 28, 1223—1241, 1926, Nr. 6. [S. 1020.]

**Helen A. Messenger.** The significance of certain critical potentials of mercury in terms of metastable atoms and radiation. Phys. Rev. (2) 28, 962—975, 1926, Nr. 5. [S. 1021.]

**Harold W. Webb.** The metastable state in mercury vapor. Phys. Rev. (2) 24, 113—128, 1924, Nr. 2. [S. 1022.]

**H. D. Smyth, G. P. Harnwell, T. R. Hogness and E. G. Lunn.** Collisions of the Second Kind between Ions and Atoms or Molecules. Nature 119, 85—86, 1927, Nr. 2985. [S. 1023.] *Grottrian.*

**Charles W. Jarvis.** Ionization and resonance potentials in gallium and indium. Phys. Rev. (2) 29, 442—450, 1927, Nr. 3. [S. 1022.] *Güntherschulze.*

**Joseph W. Ellis.** Infra-red absorption by the N—H bond. I. In aniline and alkyl anilines. Journ. Amer. Chem. Soc. 49, 347—360, 1927, Nr. 2. Der Verf. sucht im Spektrum von Anilin und von zehn Mono- und Dialkylanilinen nach Oberbanden der von Bell bei  $2,8 \mu$  gefundenen Bande der N-H-Bindung. Er findet zwei Banden bei  $1,47$  und  $1,04 \mu$ , die, falls ein Wasserstoffatom der Aminogruppe durch eine Methylgruppe ersetzt wird, an Intensität verlieren und nach Zerstörung beider N-H-Bindungen (Dimethylanilin) nur noch als Spuren auftreten. Auch bei Diäthylanilin und Di-n-propylanilin verschwinden sie. In Di-n-butylanilin und Methyläthylanilin trat die Bande bei  $1,47 \mu$  zunächst auf, verschwand aber nach Reinigung der Substanz. Die Banden bei  $2,80$ ,  $1,47$  und  $1,04 \mu$  lassen sich durch die Gleichung  $\nu_n = 376 n - 18,3 n^2$  darstellen. Die Annahme Salants (diese Ber. 7, 1286, 1926), daß die Bande bei  $2,8 \mu$  als Oberbande einer Bande bei  $6 \mu$  aufzufassen sei, teilt der Verf. nicht, da die Aniline bei  $6 \mu$  keine Absorption aufweisen. Erklärt man das quadratische Glied der Formel (ebenso wie früher bei der CH-Serie) aus der endlichen Amplitude des Wasserstoffatoms, so bedeutet das bei der N-H-Bindung auftretende größere quadratische Glied eine größere Amplitude und damit stärkere Absorption.

Dies trifft zu, da nach Bells Messungen zwei NH-Gruppen in Anilin stärker absorbieren als fünf CH-Gruppen. In den Mono- und Dialkylanilinen tritt die Alkyl- und die Phenyltype der CN-Bindung auf. Zu den Untersuchungen benutzte der Verf. seinen schon früher (diese Ber. 7, 776, 1926) beschriebenen selbstregistrierenden Quarzspektrographen, den er in dieser Arbeit nochmals kurz beschreibt.

*Dreisch*

**Willard H. Bennet and Farrington Daniels.** Infra-red absorption spectra. II. The chloro-acetic acids. Journ. Amer. Chem. Soc. 49, 50–57, 1927, Nr. 1. Die Verf. prüfen die Frage, ob die durch wiederholte Chlorsubstitution bewirkte Zunahme der Polarität der Chloressigsäuren eine Verschiebung der ultraroten Banden bewirkt. Zunächst untersuchen sie die Eignung von Tetrachlorkohlenstoff als Lösungsmittel und finden, daß die Absorption von Chloroform ungeändert bleibt, einerlei, ob sie es rein oder mit Tetrachlorkohlenstoff verdünnt untersuchen. Dann prüfen sie das Lambertsche Gesetz mit Hilfe eines mikrometrisch verstellbaren Absorptionstrokes, der beschrieben wird, und finden, daß es für Chloroform (infolge der benutzten geringen Auflösung; der Ref.) nur bei Schichtdicken bis zu 2 bis 3 mm gilt. Im zweiten Teil der Arbeit untersuchen sie Essigsäure, Mono-, Di- und Trichloressigsäure, Methylacetat und Essigsäureanhydrid. Ihrer starken Absorption halber werden die Substanzen mit Tetrachlorkohlenstoff auf 0,005 mol. verdünnt und in 2 mm Schichtdicke untersucht. Es wurden in allen diesen Substanzen Banden bei 3,25, 3,70, 5,8, 7,05 und 7,80  $\mu$  gefunden. Die Bande bei 5,8  $\mu$  wurde am eingehendsten studiert. Sie findet sich in Essigsäure bei 5,89  $\mu$  und verschiebt sich bei Einführung von Chloratomen nach 5,85, 5,80 und 5,75  $\mu$ . In Methylacetat liegt sie bei etwa 5,8  $\mu$  und Essigsäureanhydrid besitzt ein breites Band von 5,50 bis 5,70  $\mu$ .

*Dreisch.*

**P. A. Taylor.** A Note on the Vibration of the  $\text{CO}_3$ -Group. Phil. Mag. (6) 50, 1158–1160, 1925, Nr. 299. Der Verf. betont die Schwierigkeiten, die der Erklärung der ultraroten Eigenschwingungen der  $\text{CO}_3$ -Gruppe in Kristallen entgegenstehen. Indem er in Kornfelds Berechnungen die von Kornfeld vernachlässigte Abstoßung zwischen den Sauerstoffionen einführt, findet er, daß sich dadurch die Abweichung zwischen Theorie und Beobachtung nur vergrößert. Darauf nimmt er die (bisher aus Messungen entnommene) Deformierbarkeitskonstante  $\alpha$  und den Ionenabstand  $r$  nicht mehr als gegeben an und eliminiert  $\lambda_m$ . Er erhält so drei Gleichungen, die die drei ultraroten Grundschwingungen als Funktion von  $r$  und  $\alpha$  darstellen. Indem er diese nach  $\alpha$  auflöst und graphisch in der  $r\alpha$ -Ebene aufträgt, erhält er für den in Betracht kommenden Bereich von  $r$  nicht, wie der Theorie entspräche, einen Schnittpunkt der drei Kurven, sondern einen mehr oder weniger parallelen Verlauf.

*Dreisch.*

**Mabel K. Slattery.** Is the Absorption of Light by Sodium Vapor Affected by the Presence of a Magnetic Field? Journ. Opt. Soc. Amer. 14, 139, 1927, Nr. 2. Die von Sommerfeld und anderen auf das Problem der räumlichen Quantelung ausgedehnte Quantentheorie sagt voraus, daß in einem Magnetfeld die Elektronenbahnen in bestimmten Richtungen orientiert sind, die durch die totale Quantenzahl der Bahn bestimmt sind. So sollte die Bahn des Valenzelektrons von Natrium in einem Magnetfeld sich so einstellen, daß der Kosinus des Winkels zwischen Feld und Bahnnormale die Werte +1 oder -1 hat. Der Versuch von Gerlach und Stern scheint diese Voraussage zu bestätigen. Da nun nach der Quantentheorie die Absorption von Licht zu einer Bahnänderung führt, liegt es nahe, anzunehmen, daß die Wahrscheinlichkeit

eines Bahnübergangs eine Funktion des Winkels zwischen der magnetischen Achse des Atoms und einer Richtungskonstante des einfallenden Quants, etwa dem elektrischen oder magnetischen Vektor, ist. Man sollte also experimentell eine Änderung der Absorption mit der Änderung des Winkels zwischen der Polarisationsebene und der Richtung des Magnetfeldes erwarten. Es wurde deshalb polarisiertes Licht von einer Natriumflamme durch eine 6 cm lange Glasröhre geschickt, die Natriumdampf von  $280^{\circ}\text{C}$  enthielt und in ein gleichförmiges magnetisches Feld gebracht war, das auf der Richtung der Lichtstrahlen senkrecht stand. Bei einem Magnetfeld von wenigen Gauß wurde keine Änderung der Absorption beobachtet. Mit Feldern von 1000 Gauß dagegen ergaben sich Anzeichen für eine schwache Zunahme der Absorption, wenn der magnetische Vektor des polarisierten Lichtes auf dem Felde senkrecht stand. Wenn dieser Effekt auch reproduzierbar war, machte doch der große Unterschied der Breite der Emissions- und Absorptionslinien zusammen mit der begrenzten Genauigkeit photometrischer Messungen bei schwachen Intensitäten die Messungen etwas unsicher, so daß ihre Wiederholung mit größerer Genauigkeit erwünscht ist. *Güntherschulze.*

**L. S. Ornstein und H. C. Burger.** Die Einheit vom Singulett- und Triplett-system und ihre Interkombinationen. *ZS. f. Phys.* **40**, 403–413, 1926, Nr. 6. Die Verff. erweitern die bekannten Summenregeln für die Intensitäten der Komponenten mehrfacher Spektrallinien auf den Fall der Interkombinationen. Es zeigt sich dabei, daß man zweckmäßig die Gesamtheit aller Kombinationen, z. B. beim Quecksilber die Singulett-, Triplett- und Interkombinationslinien vom gleichen  $n$  und  $k$  als ein Multiplett betrachtet. Diese Auffassung findet darin eine wesentliche Stütze, daß das Verhältnis der Intensitäten der Singulett- und Triplettserien von der Laufzahl unabhängig ist. Für den einfachen Fall, daß die Interkombinationen infolge zu geringer Intensität zu vernachlässigen sind, ergeben dann die Summenregeln, daß die Intensität der Singulettlinie gleich dem Mittelwert der entsprechenden Triplettlinien ist, in Übereinstimmung mit Messungen an Ca- und Sr-Gruppen. Diese Beziehung erlaubt in ihrer Verallgemeinerung auf Systeme beliebiger Multiplizität die Festlegung der gleichen Laufzahl für die einzelnen Systeme. So konnten die Laufzahlen der Quartetts des von Fowler eingeordneten  $\text{O}^+$ -Spektrums auf Grund der beigegebenen Intensitätsschätzungen relativ zu den entsprechenden Dubletts festgelegt werden, obwohl eine direkte Festlegung wegen des Fehlens von Interkombinationen unmöglich war. Komplizierter ist der Fall, daß die Interkombinationen nicht zu vernachlässigen sind. Derartige Beispiele bietet besonders das Quecksilber, wobei allerdings beträchtliche Fehlerquellen zu erwarten sind, die zum Teil in den großen Wellenlängendifferenzen der betreffenden Linien, zum Teil in der unvermeidlichen Selbstabsorption bedingt sind. Wären die Abstände der betreffenden Linien klein, so müßten sich auch hierauf die Summenregeln streng übertragen lassen. Beim Quecksilber sind jedoch derartige Beziehungen nur zu erwarten zwischen einzelnen hinreichend benachbarten Linien der im übrigen weit getrennten Gruppe. Diese Beziehungen werden an den Triplettlinien 3650, 3655, 3663 und der Interkombinationslinie 3663 bestätigt. Im übrigen bleiben noch mancherlei Unstimmigkeiten mit der Erwartung bestehen, derart, daß in einzelnen Fällen die Intensität der Interkombinationslinien schneller abnimmt als die der Triplettlinien, und zum Schluß werden die Fälle der weitgetrennten Multipletts im Anschluß an Betrachtungen von C. E. Bleeker diskutiert. *Frerichs.*

**W. Grotrian.** Bemerkung über das  $M$ -Dublett des Argons. *ZS. f. Phys.* **40**, 10–11, 1926, Nr. 1/2. Es wird gezeigt, daß die von K. W. Meissner im



Bogenspektrum des Argons gefundene Differenz der Seriengrenzen  $\Delta\nu = 1432,2 \text{ cm}^{-1}$  in ihrer Deutung als *M*-Dublett auf eine Abschirmungskonstante  $s = 7,3$  führt, die in Übereinstimmung ist mit dem Werte  $s = 7,5$ , der sich aus der von Turner beobachteten Aufspaltung  $\Delta\nu = 881 \text{ cm}^{-1}$  der beiden tiefsten Dubletterme des Chloratoms berechnet.

W. Grotrian.

**J. L. Snoek und T. Bouma.** Intensitätsverteilung in der Feinstruktur (Trabanten) des Cadmiumtripletts  $2p_i - 2s$ . ZS. f. Phys. **38**, 368–369, 1926, Nr. 4/5. Nach der gleichen Methode, nach der der eine der Verff. die Intensitätsverhältnisse der Feinstruktur des Quecksilbertripletts  $2p_i - 2s$  gemessen hat (vgl. diese Ber. **7**, 1559, 1926), wurden die Messungen auf das analoge Cd-Triplett 4678 bis 5086 Å.-E. ausgedehnt. Obwohl die Abstände der Trabanten von der Hauptlinie hier nur etwa halb so groß wie beim Quecksilber sind, ist das mittlere Intensitätsverhältnis der Satelliten zur Hauptlinie ungefähr von der gleichen Größenordnung (6 bis 11:100). Auf Grund dieser Messungen ist also zu erwarten, daß die entsprechenden, bisher nicht beobachteten Trabanten des analogen Zinktripletts sich wahrscheinlich nicht infolge zu geringer Intensität der Beobachtung entziehen. Die Verff. haben daher entsprechende Versuche begonnen, mit höherem Auflösungsvermögen und geeigneter Lichtquelle die Zinklinien zu untersuchen.

Frerichs.

**G. Hansen.** Hyperfeinstrukturen im Neonspektrum. Naturwissensch. **15**, 163, 1927, Nr. 7. Es wird die Möglichkeit erwogen, die am Neon gefundene Feinstruktur durch die Isotopen dieses Elements zu erklären. Der Zeemaneffekt kann bisher an den Linien 5852 und 6266 bis 11500 Gauß beobachtet werden; dabei zeigt sich keinerlei Andeutung dafür, daß der Begleiter sich irgendwie in seinem magnetischen Verhalten von der Hauptlinie unterscheidet. Der Begleiter liegt auf der kurzwelligen Seite, wo er nach der Isotopenannahme zu erwarten ist, sein Abstand ist bei verschiedenen Linien verschieden, jedoch annähernd gleich für Linien mit gleichem *s*-Term als Endzustand. Die Größe der Aufspaltung ist maximal etwa die doppelte der nach der verschiedenen Mitbewegung des Kernes berechneten.

Hansen.

**G. Hansen.** Hyperfine Structure in the Neon Spectrum. Nature **119**, 237, 1927, Nr. 2989. An allen starken Linien des Neons im Roten und Grünen wird je ein Begleiter gefunden. Der Begleiter liegt auf der kurzwelligen Seite, seine Intensität ist etwa  $\frac{1}{4}$  bis  $\frac{1}{10}$  der Hauptlinie; der Abstand beträgt je nach dem Spektraltyp der Linien 0,02 bis 0,03 Å.-E. — Bei der dunkelgrünen Hg-Linie 4916 werden vier Trabanten gefunden. Es gelingt, die von der Theorie erwartete Triplettstruktur der gelben Heliumlinie nachzuweisen. Die gemessene Aufspaltung stimmt mit der Rechnung von Heisenberg gut überein.

Hansen.

**J. F. Hyslop und H. P. Rooksby.** Mitteilung über die Röntgenspektren von Mullit und Sillimanit. Journ. Soc. Glass Techn. **10**, 412–416, 1926. Die Spektren wurden nach der Pulvermethode ausgeführt an natürlichem Sillimanit, an Mullit, der mit HF aus feuerfesten Ziegeln isoliert wurde, an Kaolin, der fünf Stunden bei 1050° erhitzt worden war, und an einem synthetischen Silikat, das durch 100ständiges Erhitzen von  $3 \text{ Al}_2\text{O}_3$  und  $2 \text{ SiO}_2$  erhalten wurde. Die Spektren waren auf den ersten Anschein einander gleich, doch glaubten Verff. bei Sillimanit und den übrigen Proben geringe Unterschiede in der Lage einzelner Linien, nicht aber in deren Zahl oder deren Intensität feststellen zu können.

\*Salmang.

**F. H. Loring.** Eine selektive Verschiebung von  $0,0153 \text{ \AA}$  in Röntgenspektrallinien. I und II. Chem. News **134**, 65—67, 97—99, 1927. Beim Nachprüfen von Röntgenemissionsspektrogrammen fand Verf., daß manchmal die erwarteten Linien um  $0,0153 \text{ \AA}$  verschoben liegen. Diese Verschiebung soll für die einzelnen Linien eines Elements selektiv sein. Daß die von Noddack, Tacke und Berg (Naturwissensch. **13**, 567, 1925) für Masurium angegebenen Linien vielleicht auch um diesen Betrag verschoben gewesen sein könnten und dann Linien zweiter Ordnung von Pr sein würden, hat nach Verf. keine Bedeutung, da die Werte für die *K*-Linien nicht genau genug bekannt sind. Diese Verschiebung wird zu der Planckschen Konstanten in Beziehung gebracht. \*E. Josephy.

**F. Croze.** Les déplacements vers le rouge des raies de Fraunhofer et la théorie d'Einstein. Journ. de phys. et le Radium (6) **4**, 198—221, 1923, Nr. 6. [S. 1000.]

**Rayleigh.** Spectrographic Observations of the Second Green Line of the Auroral Spectrum. Nature **119**, 525, 1927, Nr. 2997. [S. 1082.]

**C. B. Bazzoni and C. T. Chu.** Soft x-rays from tungsten. Journ. Frankl. Inst. **197**, 183—197, 1924, Nr. 2. [S. 1078.] Güntherschulze.

**Sebastian Albrecht.** The *K*-term, relativity displacements, and convection currents in B-type stars. Astrophys. Journ. **63**, 227—280, 1926, Nr. 5. [S. 1000.] Lanczos.

**Arthur Bramley.** Dielectric constant of bromine. Part II. Journ. Frankl. Inst. **203**, 251—260, 1927, Nr. 2. [S. 1001.] Güntherschulze.

**W. Wien.** Magnetische Ablenkung der Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **81**, 994—998, 1926, Nr. 25. Da die früher (Ann. d. Phys. **69**, 325, 1922) vom Verf. ausgebildete Methode zur Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Trägern der Lichtemission durch Ablenkung der leuchtenden Kanalstrahlteilchen in einem elektrischen Felde noch keine vollständige Bestimmung der Natur der Träger ( $e/m$ ) ermöglichte, wird die elektrische Ablenkung durch eine magnetische ersetzt. Die Kanalstrahlen treten durch einen engen Schlitz in ein hohes Vakuum zwischen den Polen eines starken Elektromagnets. Anvisiert wird der Strahl durch den einen durchbohrten Polschuh hindurch mit einem Spektrographen ohne Spalt ähnlich wie früher. Zwei Spektrallinien, bei denen die elektrischen und die magnetischen Ablenkungen bzw. gleich groß sind, haben Träger mit gleichen  $e/m$  und gleicher Geschwindigkeit. Dies ergab sich für die Funkenlinien des Sauerstoffs, des Stickstoffs und die negativen Banden des Stickstoffs unter sich. Der Vergleich der Ablenkungen der Funkenlinien und negativen Banden des Stickstoffs stimmt damit überein, daß die Funkenlinien einfach ionisierten Atomen, die Banden einfach ionisierten Molekülen angehören. Die Geschwindigkeit der Atome erwies sich als doppelt so groß wie die der Moleküle, statt  $\sqrt{2}$ mal so groß, wie es der gleichen beschleunigenden Spannung entspräche und wie Rau auch aus dem Dopplereffekt geschlossen hatte. Rüchardt.

**Anton Weigl.** Untersuchungen am Stark-Lunelund-Effekt. Ann. d. Phys. (4) **82**, 1—15, 1927, Nr. 1. Nach Stark ist das von Wasserstoffkanalstrahlen ausgesandte Licht in bezug auf die Bewegungsrichtung der Strahlen teilweise polarisiert, so daß der elektrische Vektor in der Richtung der Bewegung liegt.

Dieser Effekt wird in der vorliegenden Arbeit in mehreren Punkten an  $H\beta$  näher untersucht. Die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von Gasdruck und Entladungsspannung zeigt weitgehende Analogien mit der Abhängigkeit der bewegten Intensität von denselben Faktoren, woraus der Schluß gezogen werden kann, daß die bewegte Intensität der Träger der Polarisation ist, was durch die älteren Versuche weniger streng gezeigt wurde. Die Polarisation im Kanalstrahlpinsel erwies sich als unabhängig von der Entladungsspannung. Beobachtungen der Polarisation in verschiedener Entfernung von der Kathode lassen den Schluß zu, daß die bewegten Teilchen durch Zusammenstöße die Fähigkeit, polarisiertes Licht auszusenden, nicht einbüßen oder diese Fähigkeit durch den Anregungsprozeß selbst erlangen. Das Licht von Wasserstoffkanalstrahlen, die in Stickstoff oder Sauerstoff zum Leuchten angeregt werden, ist ebenfalls polarisiert. Ob ruhendes Wasserstoffleuchten, das durch Stickstoff- oder Sauerstoffstrahlen angeregt wird, polarisiert ist, hat Verf. nicht entschieden. Stickstoff- und Sauerstofflinien der Kanalstrahlen erwiesen sich als unpolarisiert Rüchardt.

**Antonio Carrelli.** La decomposizione elettrica delle righe spettrali. *Cim.* (7) 25, 213—229, 1923, Nr. 5.6. Verf. entwickelt die Theorie des Stark-effektes und Zeemaneffektes auf Grund der Bohrschen Atomtheorie und des Kombinations-, Selektions- und Korrespondenzprinzips, indem er von Wasserstoff über Helium zu den komplizierteren Atomen übergeht. Güntherschulze.

**Richard Fleischer.** Der Einfluß des Sauerstoffs auf das optische Absorptionsvermögen und auf die lichtelektrische Elektronenemission des Kaliums. *Ann. d. Phys.* (4) 82, 243—253, 1927, Nr. 2. Im Anschluß an zwei frühere Arbeiten (vgl. R. Fleischer und H. Dember, *ZS. f. techn. Phys.* 7, 133, 1926; R. Fleischer, *Ann. d. Phys.* 82, 75, 1927) werden das optische Absorptionsvermögen und die lichtelektrische Elektronenemission an Kalium untersucht, das nach weitgehender Entgasung einer Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt wurde. Die Meßmethode ist die in den früheren Arbeiten beschriebene. Während bisher die Entgasung nur so weit getrieben werden konnte, daß sowohl das Maximum der optischen Absorption als auch das Maximum der lichtelektrischen Elektronenemission, bezogen auf Einheiten des auffallenden Lichtes, bis zur Wellenlänge  $313\text{ m}\mu$  verschoben wurden, gelang es, in dieser Arbeit die Verschiebung bis zur Wellenlänge  $302\text{ m}\mu$  durchzuführen. Kalium-Sauerstoff hat ein selektives Maximum der lichtelektrischen Elektronenemission bei  $313\text{ m}\mu$ . Es kann nicht auf optische Absorption zurückgeführt werden. Kalium-Sauerstoff-Luft gibt ein lichtelektrisches selektives Maximum bei  $390\text{ m}\mu$ , das als eine Überlagerung des Kalium-Sauerstoffmaximums bei  $313\text{ m}\mu$  und des Kalium-Wasserstoffmaximums bei  $436\text{ m}\mu$  gedeutet wird. Fleischer.

**Thomas Harris Osgood.** The Variation in Photo-Electric Activity with Wave-Length for certain Metals in Air. *Proc. Edinburgh 44*, 8—13, 1924, Nr. 1. Mit einer Quecksilber-Quarzlampe als Lichtquelle und einem Monochromator nach Hilger nahm der Verf. die Photoströme verschiedener Metalle auf, nachdem ihre Oberfläche längere Zeit in Berührung mit der Atmosphäre gewesen war, weil dann die Ermüdungseffekte fehlen. Ist keine Zeit, um eine Oberfläche altern zu lassen, so empfiehlt sich die Verwendung von Silber, das verhältnismäßig geringe Ermüdung zeigt. Der Zweck der Untersuchung war mit Hilfe der Untersuchung der Photoströme an geeigneten Metallen eine Methode zur Untersuchung der physiologischen Wirkung von Strahlungsquellen auszubilden. Da die Haut durch ultraviolettes Licht von größerer Wellen-



länge als  $0,25 \mu$  nicht beeinflusst wird und unterhalb von  $0,29 \mu$  keine bakterizide Wirkung mehr da ist, sind Zn und Al ungeeignet, da sie schon unterhalb von  $0,29 \mu$  photoelektrisch recht wirksam sind. Ist die therapeutische Wirkung der Rötung der Haut proportional, so ist Gold als Indikator geeignet. Soll auch die keimtötende Wirkung ausgenutzt werden, so ist Silber am besten zu verwenden, doch eignen sich Bi, Pt, Cu fast ebensogut. *Grüntherschulze.*

**P. Viliard.** Sur les actions chimiques des radiations. C. R. 184, 131–134, 1927, Nr. 3. Das von X-Strahlen bewirkte latente Bild besteht in einer Störung des Gleichgewichts in den tiefen Niveaus der Silber- und Bromatome. Gewöhnliches Licht hebt das latente Bild wieder auf, weil die von ihm in den optischen Niveaus hervorgerufene Elektronenbewegung die Wiederherstellung der tiefen Niveaus möglich macht. Bewirkt violettes Licht ein latentes Bild, so wird das ursprüngliche optische Niveau nur von solchen Strahlen regeneriert, deren Quantum nicht zur Loslösung der Elektronen ausreicht; die Regenerierung erfolgt also nur durch weniger brechbare Strahlen. — Die Fortsetzung der Schwärzung, welche ein mit diffusum Tageslicht bestrahltes photographisches Papier in gelbem oder grünem Lichte zeigt, ist an das Vorhandensein eines löslichen Silbersalzes und einer reduzierenden Substanz, etwa Weinsäure, geknüpft. Die Weinsäure ist kein Entwickler, wird aber durch die Strahlung zu einem solchen. Das Quantum der Strahlung soll so groß als möglich sein, darf aber nicht so groß sein, um selbst schon das Papier zu beeinflussen. *Kauffmann.*

**Harold C. Tingey and Roscoe H. Gerke.** The ultraviolet absorption spectra and the photochemical decomposition of gaseous hydrogen bromide and iodide. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1838–1850, 1926, Nr. 7. Das kontinuierliche Spektrum einer Wasserstoffentladungsröhre als Strahlungsquelle benutzend, haben die Verff. das ultraviolette Absorptionsspektrum von sorgfältig gereinigtem Brom- und Jodwasserstoffgas bei verschiedenen Temperaturen und Drucken photographisch aufgenommen. Versuche, mit elektrischen Entladungen durch das Gas oder mit aktivem Stickstoff ein ultraviolettes Emissionsspektrum, das dem Bromwasserstoff zugeschrieben werden könnte, hervorzurufen, blieben erfolglos. Ebenso erfolglos waren Versuche, in dem mit ultraviolettem Lichte bestrahlten Gase eine photoelektrische Leitfähigkeit nachzuweisen. Die Absorptionsspektren zeigen keine Bandenstruktur, sondern nur kontinuierliche Absorption, die im Bromwasserstoff bei  $2640 \text{ \AA}$  und im Jodwasserstoff bei  $3320 \text{ \AA}$  beginnt und bis zur Grenze der Quarzregion im Ultraviolett verfolgt wurde. Die Absorption beruht also nicht darauf, daß die Strahlung ein Bandenspektrum hervorruft, sondern darauf, daß sie direkte photochemische Dissoziation des Moleküls in Atome bewirkt. Damit wird der Warburgsche Mechanismus für die photochemische Zersetzung der Halogenwasserstoffe erwiesen. *Kauffmann.*

**Fred Vles et Madeleine Gex.** Sur l'absorption ultraviolette en fonction de  $p_H$  de quelques acides organiques envisagés à la manière d'indicateurs ultraviolets. C. R. 180, 1342–1345, 1925, Nr. 18. Für Oxalsäurelösungen wurde die Abhängigkeit des Quotienten  $\frac{\lambda_{260}}{\lambda_{273}}$ , welcher das Verhältnis

der Absorptionskoeffizienten für die beiden angeschriebenen Wellenlängen mißt, von der Wasserstoffionenkonzentration  $p_H$  ermittelt und graphisch dargestellt. Im Bereich von  $p_H$  1 bis  $p_H$  13 weist die Kurve auf fünf Bestandteile der Lösungen hin: undissoziierte Oxalsäuremoleküle, einwertige und zweiwertige Anionen, bei hohem  $p_H$  das Ion  $\text{NaOOC}-\text{COO}'$  und das undissoziierte Molekül  $(\text{COONa})_2$ .

Die Dissoziationskonstanten der Oxalsäure berechnen sich aus den Ergebnissen zu  $pK_2 = 3,6$  und  $pK_1 = 1,05$ . — Die Benzoessäure, für die die Quotienten  $\lambda \begin{smallmatrix} 273 & 273 & 273 \\ 261' & 256' & 250 \end{smallmatrix}$  genommen wurden, ergab, obwohl sie nur einbasisch ist, eine kompliziertere Kurve als für die Oxalsäure. In den Lösungen sind vier oder fünf Bestandteile anzunehmen; drei davon sind: undissoziierte Benzoessäure, das Benzoessäureion und bei hohem  $p_H$  undissoziiertes benzoesaures Natrium. Welches die anderen Bestandteile sind, ließ sich nicht angeben; möglicherweise tritt eine Veränderung des Carboxyls oder eine Mitwirkung des Benzolkerns ein.

*Kauffmann.*

**Wallace R. Brode.** The absorption spectra of benzene-azobenzene. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1984—1988, 1926, Nr. 7. Das Absorptionsspektrum des Azobenzols zeigt mit dem Wechsel des Lösungsmittels keine so weite Verschiebung der Bande wie das des Benzolazophenols. Die Bande ist nicht einfacher Natur; sie weist noch eine schmale Bande am langwelligen Ende auf. *Kauffmann.*

**W. R. Orndorff, R. C. Gibbs and S. Alice Mc Nulty.** The absorption spectra of phenolphthalein, isophenolphthalein and of diphenylphthalide. Journ. Amer. Chem. Soc. 48, 1994—2002, 1926, Nr. 7. Die Absorptionskurven von Phenolphthalein und Isophenolphthalein und deren Muttersubstanz, dem Diphenylphthalid, wurden in neutralem absoluten Alkohol, in konzentrierter Schwefelsäure und in alkoholischer Kalilauge ermittelt. Der Verf. nimmt an, daß die Salze des Isophenolphthaleins, von denen das Monosalz gelb und das Disalz blau ist, ortho-chinoid seien, während die des Phenolphthaleins als para-chinoid aufzufassen wären. Die Lösungen beider Phenolphthaleine in 33proz. Kalilauge sind farblos; die Absorption entspricht dem farblosen Trisalz der Carbinolcarbonsäure.

*Kauffmann.*

**H. Pohle.** Über einen neuen Lichteffect im System Kautschuk—Schwefel. Naturwissensch. 15, 162—163, 1927, Nr. 7. Licht bewirkt Entmischung von Kautschuk-Schwefelmischungen, soweit es unter der Oberfläche in die Tiefe eindringt. Wirksam sind die violetten und blauen Strahlen; im Blaugrün ist Empfindlichkeit kaum noch vorhanden. Zum Nachweis der Erscheinung auf ultramikroskopischem Wege wird das Kautschuk-Schwefelgemisch als dünne Folie auf einem heizbaren Objektträger mit weißem Lichte bestrahlt und die Reaktion in rotem beobachtet. Der Effect besteht in der Abscheidung von Schwefeltröpfchen und ist photographierbar, da eine Brownsche Bewegung infolge der hohen Viskosität des Kautschuks nicht stattfindet. Nachträgliches Erwärmen des ganzen Präparats auf die Anfangstemperatur bringt den abgeschiedenen Schwefel und die Lichtempfindlichkeit wieder zum Verschwinden; letztere stellt sich aufs neue ein, sobald durch Abkühlung eine Übersättigung an Schwefel hervorgerufen ist. Auftreten eines Schwefelkristalls an irgend einer Stelle macht die Umgebung unempfindlich. Blau- und violett absorbierende Substanzen, wie Paraffin, verschiedene Öle und technische kolloide Füllstoffe, setzen die Empfindlichkeit stark herab; es tritt schließlich nur noch eine rein oberflächliche Abscheidung, d. h. ein Ausblühen des Schwefels ein. Die mit der Vulkanisation verknüpfte Absorption, die die kurzwelligen Strahlen bis Blaugrün zurückhält, schwächt den Effect ebenfalls ab, selbst wenn technisch von einer Vulkanisation des Präparats noch nichts nachweisbar ist. *Kauffmann.*

**Otto Sandvik.** On the Resolving Power of Photographic Materials. Journ. Opt. Soc. Amer. 14, 147—148, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Das Auflösungsvermögen photographischen Materials ist vielfach in der Weise bestimmt worden, daß ein Objekt photographiert wurde, das eine Serie paralleler Linien enthielt, deren Abstand variierte. Als Auflösungsvermögen wurde der reziproke Wert des Abstandes zwischen den Achsen der Linien in Millimetern definiert, die gerade noch aufgelöst wurden. Dabei wurde das Verhältnis von Linienbreite zur Breite des Zwischenraumes nicht weiter definiert. Verf. untersucht das Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von diesem Verhältnis von dem Werte 0,4 bis 40. Es ergab sich eine lineare Beziehung zwischen dem Auflösungsvermögen und dem Logarithmus dieses Verhältnisses. *Güntherschulze.*

**L. A. Jones, V. C. Hall and R. M. Briggs.** On the Relation Between Time and Intensity in Photographic Exposure. *V. Journ. Opt. Soc. Amer.* **14**, 148, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verff. untersuchten die Wirkung verschiedener Entwickler und Entwicklungszeiten auf das Reziprozitätsgesetz. Es ergaben sich bei sehr verschiedenen Entwicklern praktisch gleiche Kurven konstanter Dichte, wenn die Entwicklung bei jedem Entwickler bis zum gleichen Punkte durchgeführt wurde. Änderung der Entwicklungszeit hat keinen Einfluß auf die Gestalt der Kurven gleicher Dichte, ändert aber in der Regel die Lage der besten Intensität. *Güntherschulze.*

**Werner Leszynski.** Studien über die Sensibilisation photographischer Platten. *ZS. f. wiss. Photogr.* **24**, 261–275, 1926, Nr. 8. Die Blau- ( $\lambda = 436 \text{ m}\mu$ ), Grün- ( $\lambda = 550 \text{ m}\mu$ ) und Rotempfindlichkeit ( $615 \text{ m}\mu$ ) einer unsensibilisierten und einer mit Erythrosin (grün) und Pinachromviolett (rot) sensibilisierten Platte wird im absoluten Maß gemessen [Zahl der pro Quadratcentimeter aufgesandten Quanten ( $h\nu$ ) bei Erreichung der photographischen Schwelle]. Die Masse des primär bei Grünbelichtung ausgeschiedenen Silbers (latentes Bild) einer grünsensibilisierten (Erythrosin-) Platte wird bestimmt und mit der Zahl der aufgesandten Quanten in Beziehung gesetzt. Hieraus ergibt sich: Das primär ausgeschiedene Silber besitzt bei Blau- und Grünbelichtung die gleiche Verteilung zwischen Oberfläche und Inhalt des Kornes. Dieses Ergebnis wird durch unabhängige photographische Versuche bestätigt. Aus der Beziehung zwischen bestimmten Ag-Atomen bei Grünbelichtung und der Zahl zur Sensibilisation (Erythrosin) verwandten Farbstoffmoleküle ergibt sich, daß auf ein Sensibilisator-molekül 20 Silberatome kommen. Der Sensibilisierungsvorgang muß hiernach folgendermaßen aufgefaßt werden: Der Sensibilisierungsfarbstoff ist an der Oberfläche des Bromsilberkorns adsorbiert und bewirkt den primären Lichtabsorptionsvorgang, der den Übergang eines Elektrons von einem Bromion auf ein Silberion zur Folge hat. Das Elektron muß imstande sein, bis zu einem räumlich entfernten Ag-Ion zu wandern. *Meidinger.*

**Lüppo-Cramer.** Zur Kenntnis des Reifungsprozesses. (Sechste Mitteilung.) *ZS. f. wiss. Photogr.* **24**, 291–298, 1926, Nr. 8. Es werden Mitteilungen über die Wirkungen verschiedenartiger Salze bei dem photographischen Reifungsprozeß gemacht: Bromcadmium, statt des üblichen Bromkaliums verwandt, ergibt äußerst unempfindliche Emulsionen, verursacht durch vermindertes Kornwachstum. In der gleichen Richtung wirken (als Überschuß zugesetzte) Bleisalze. — Der Einfluß von Kristalleinschlüssen und die Rolle des Jodsilbers in den Bromsilberemulsionen werden (im Anschluß an eine Arbeit von Baldisien, Sease und Renwick, *Photogr. Journ.* 1925, S. 303) besprochen. *Meidinger.*

**G. Hansen.** Eine Begründung des Schwärzungsgesetzes photographischer Prozesse. *Photogr. Korresp.* **63**, 34–36, 1927, Nr. 2. Wenn



man verlangt, daß die Wiedergabe einer Helligkeitsverteilung durch den photographischen Prozeß, also Herstellung eines Negativs und einer Kopie auf gleichem oder verschiedenem photographischen Material, zu einem Resultat führen soll, das in bezug auf die Helligkeitsverteilung dem Original genau proportional ist, so zeigt sich, daß die Schwärzung (in der üblichen Definition) dem Logarithmus der Intensität proportional sein muß. Verf. sieht darin eine exakte Begründung des idealen Schwärzungsgesetzes.

*Hansen*

**Chr. Winther und E. H. Mynster.** Ein Papierschwärzungsmesser. ZS. f. wiss. Photogr. **24**, 298–304, 1926, Nr. 8. Das Prinzip des Instruments beruht auf der Vergleichung der zu messenden Schwärzung mit derjenigen eines Goldberkeils. Im Gesichtsfeld sieht man rechts und links Teile des Graukeils auf den versilberten Hypotenusenflächen eines Doppelprismas und in der Mitte die Schwärzung des zu messenden Papierstreifens durch die nichtversilberten Teile des Doppelprismas hindurch. Graukeil und Papierstreifen können zueinander mittels Friktionsschrauben bewegt werden, die Trommeln der Friktionsschrauben haben Einteilungen, auf denen die entsprechenden Einstellungen abgelesen werden. Als Einstellmarke dient ein über das Gesichtsfeld gespannter Faden. Der Papierstreifen selbst wird durch eine reflektierende, mattgeschliffene Spiegelfläche diffus beleuchtet. Beim Messen wird eine Kopie des Graukeils auf dem jeweilig zu messenden Papier mit den Schwärzungen des Graukeils selber verglichen. Meßreihen zeigten genügende Sicherheit im Messen, und Vergleichsmessungen mit Polarisationsphotometern ergaben gute Übereinstimmung der absoluten Werte. — Die Reflexion des erwähnten mattgeschliffenen Spiegels ergab eine große und gleichmäßige Reflexion innerhalb eines Winkels von  $40^\circ$ , die vorteilhafter sein soll als die aller anderen diffus reflektierenden Flächen.

*Meidinger.*

**J. Galibourg et F. Ryziger.** Contribution à l'étude de la roentgenspectrographie des perles. C. R. **183**, 960–962, 1926, Nr. 21. Die Verff. diskutieren die Frage, inwieweit röntgenspektrographische Methoden, insbesondere Laueaufnahmen, geeignet sind, gezüchtete Perlen von natürlichen zu unterscheiden.

*Behnken.*

**G. Ribaud.** Influence des variations de température extérieure sur la brillance des lampes électriques étalons. Journ. de phys. et le Radium (6) **7**, 41 S–42 S, 1926, Nr. 3. [Bull. Soc. Franç. de Phys. Nr. 228.] Mit sorgfältig konstruierten und gealterten Wolframlampen lassen sich Temperaturen herstellen, die auf weniger als  $1^\circ\text{C}$  konstant sind. Verf. behandelt die Frage, wie eine Änderung der Außentemperatur auf die Glühfadentemperatur wirkt. Es ergibt sich, daß diese bei langen dünnen Fäden zu vernachlässigen ist, bei kurzen dicken dagegen durchaus nicht. Beispielsweise wird die Temperatur von Wolframfäden von 5 cm Länge und 0,1 oder 0,5 mm Durchmesser von  $1500^\circ\text{abs.}$  um  $3$  oder um  $24^\circ\text{C}$  erhöht, wenn die Außentemperatur von Zimmertemperatur aus um  $100^\circ\text{C}$  steigt. Praktisch läßt sich dieser Fehler durch Einfügen eines Vorschaltwiderstandes von geeignetem Temperaturkoeffizienten vollständig beseitigen, wenn die Lampen mit konstant gehaltenem Strome gebrannt werden. Das gleiche gilt für Pyrometer- und Photometereichlampen.

*Güntherschulze*

**K. S. Gibson.** A Proposed Method for the Measurement of the Relative Visibility Function. Journ. Opt. Soc. Amer. **14**, 135–136, 1927, Nr. 2. Verf. gibt eine Methode zur Bestimmung der Helligkeit spektralreinen Lichtes bestimmter Wellenlänge  $\lambda$ , die darauf beruht, daß diesem Lichte heterogene

Licht zugesetzt wird, bis sich annähernd die gleiche Farbe ergibt, wie sie die bekannte Vergleichslichtquelle hat, und dann der Helligkeitsvergleich mit Hilfe eines Flimmerphotometers vorgenommen wird.

*Güntherschulze.*

**A. K. Taylor.** A portable instrument for the direct measurement of daylight factor. Journ. scient. instr. 1, 214—218, 1924, Nr. 7. Der Tageslichtfaktor ist das Verhältnis der Beleuchtung durch das Tageslicht unter Ausschluß direkter Sonnenstrahlung an einem gegebenen Punkte zu der Beleuchtung durch den gesamten unabgeblendeten Himmel bis herab zum Horizont. Da es sich in der Praxis meistens um die Beleuchtung von Innenräumen durch Fenster handelt und für diese bestenfalls nur ein Teil des Himmelsgewölbes in Frage kommt, wird an Stelle des Tageslichtfaktors häufig der Fensterfaktor gesetzt, der gleich dem Verhältnis der Beleuchtung des gegebenen Punktes im Zimmer zu der Beleuchtung der Fensterbank durch das halbe unabgeschirmte Himmelsgewölbe ist. Der vom Verf. für diesen Zweck konstruierte einfache Apparat, der weder Lampen noch Batterien benötigt, besteht aus einer leichten, innen geschwärzten Metallröhre, die mit zwei gewöhnlichen Diaphragmen versehen ist. Auf der einen Seite befindet sich außerdem eine Irisblende mit ablesbarer Öffnung, auf der anderen eine Mattscheibe mit einer zentralen Öffnung. Diese wird durch ein unter  $45^\circ$  geneigtes Ansatzrohr mit Brennlinsen betrachtet. Die Messung besteht darin, daß eine Prüfkarte von gleicher Farbe und gleichem Reflexionsvermögen wie die Mattscheibe an die Stelle gebracht wird, deren Fensterfaktor gemessen werden soll. Dann wird der Apparat so gerichtet, daß das direkte Himmelslicht auf die Mattscheibe fällt und die Prüfkarte durch das Loch der Mattscheibe hindurch zu sehen ist. Wird jetzt mit der Irisblende auf gleiche Helligkeit von Mattscheibe und Prüfkarte eingestellt, so ergibt die Ablesung den Fensterfaktor. Eine ausführliche Theorie des Apparats wird gegeben.

*Güntherschulze.*

**William G. Exton.** A New Method of Colorimetry. Journ. Opt. Soc. Amer. 14, 134, 1927, Nr. 2. Die Kolorimetrie wurde bisher in der Regel in der Weise ausgeübt, daß die Farbe einer Lösung unbekannter Konzentration mit einer Lösung gleicher Art, aber bekannter Konzentration verglichen bzw. durch Änderung der Schichtdicke auf sie abgeglichen wurde. Die von dem Verf. angegebene neue Methode vermeidet vollständig die lästige Herstellung solcher bekannter Vergleichslösungen. Gleichzeitig genügen mikroskopische Flüssigkeitsmengen für sie, so daß sie für biologische Untersuchungen mit dem Mikroskop besonders geeignet ist. Sie besteht darin, daß mit einem von den drei Filtern Rot, Grün, Blau die Absorptionsbande isoliert und ihre Intensität durch Änderung der Schichtdicke oder mit einem neutralen Keil gemessen wird.

*Güntherschulze.*

**Irwin G. Priest.** An Experiment on Color Discrimination under Commonplace Conditions. Journ. Opt. Soc. Amer. 14, 138—139, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. versuchte die Empfindlichkeit verschiedener Beobachter gegen Farbuunterschiede festzustellen, indem er die Farben zweier gelber Absorptionsgläser A und B von nahezu gleicher spektraler Durchlässigkeit untersuchen ließ. Es war:

	A	B
Gesamtdurchlässigkeit . . . . .	0,632	0,616
Dominierende Wellenlänge . . . . .	576,0	575,8
Reinheit . . . . .	0,931	0,936

Die Gläser wurden nebeneinander, so daß ihre Kanten sich berührten, über einem kreisförmigen Loche von 18 mm Durchmesser in der Mitte eines Stückes grauer Pappe angebracht. Der Beobachter hielt die Pappe 30 bis 40 cm von seinem Auge entfernt und betrachtete durch die Gläser ein Stück weißes, durch Tageslicht beleuchtetes Stück Papier. 17 verschiedene Beobachter versuchten Angaben über Färbung, Sättigung und Helligkeit zu machen, alle erklärten eine Entscheidung wegen der Geringfügigkeit der Unterschiede für sehr schwierig. Insgesamt ergab sich folgendes:

	Farbe	Sättigung	Helligkeit
Zahl der Beobachter, die den Sinn des Unterschiedes richtig wiedergaben . . . . .	13	6	10
Zahl der Beobachter die den Sinn des Unterschiedes verkehrt wiedergaben . . . . .	1	8	2
Zahl der Beobachter, die sich nicht entscheiden konnten . . . . .	3	3	5

Güntherschulze.

**August Kirschmann.** Psychologische Optik. Mit 60 Abbildungen und zwei Farbentafeln. Handb. d. biolog. Arbeitsmethoden, herausgegeben von Emil Abderhalden. Abt. VI. Methoden der experimentellen Psychologie, Teil A, S. 837—1122, Nr. 6. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1927. *Scheel.*

## 7. Wärme.

**H. B. Dixon, J. Harwood and W. F. Higgins.** On the ignition-point of gases. S.-A. Trans. Faraday Soc. **22**, 267—272, 1926, Oktober. Bei der Zündung von explosiblen Gemischen durch adiabatische Kompression vergeht auch nach Erreichung der Zündungstemperatur noch eine gewisse Zeit, erforderlich, um die eintretende Reaktion sich bis zur Explosion steigern zu lassen. Ist nun die Möglichkeit gegeben, daß während dieser Vorperiode der Selbsterhitzung des Gases der Kompressionsstempel zurückweicht, so leistet das Gas gegen ihn Arbeit, kühlt sich ab, und die zur Zündung erforderliche Kompression muß um so größer sein, d. h. es wird eine zu hohe Zündungstemperatur vorgetäuscht. Verff. haben daher zwei Vorrichtungen angegeben, den Kolben auf dem Punkte der stärksten erreichten Kompression festzuhalten, und geben in diesen Apparaturen Zündungstemperaturen an, die um so tiefer unter den bisher bekannten liegen, je länger die Vorperiode der Zündung bei dem betreffenden Gemisch dauert. So wird die Zündungstemperatur reinen Knallgases um 5° (nämlich von 526 auf 521°), des Gemisches  $2\text{H}_2 + 8\text{O}_2$  aber um 20° (nämlich von 478 auf 458°) herabgesetzt. Ähnlich (zum Teil noch deutlicher) zeigen dies Methan-Sauerstoffgemische. Die Vorperiode eines Gemisches  $\text{CH}_4 + 3\text{O}_2$ , das nach alter Rechnung (bei freiem Kompressionskolben) bei 366°, in der neuen Apparatur bei 340° zündet, beträgt 0,043 Sek. unter diesen Umständen, bei Kompression auf 347° aber nur 0,033 Sek.; gelingt (gelegentlich) auch schon bei 332° die Zündung, so dauert die Vorperiode 0,058 Sek. Methan-Luftmischungen wurden ihrer Entzündbarkeit nach in Abhängigkeit vom Methangehalt verfolgt und das Maximum bei 7½ Proz. Methan festgestellt. Dieses Gemisch zündet bei 428°, das sind 28 Atm. Entsprechend der Bedeutung der Vorperiode wurde nunmehr auch



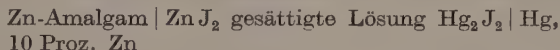
das Verfahren der konzentrischen Röhren in zwei Punkten abgeändert: 1. wurde das äußere Rohr so weit gemacht, daß eine beträchtliche Zeit vergehen mußte, bis das Gemisch mit der äußeren Wandung in Berührung kam, 2. wurde der Gasstrom aus der inneren Röhre zu jedem Versuch neu angestellt, statt ihn wie bisher während der allmählichen Andauern zu lassen. Hierbei ergaben sich verschiedene Zündungspunkte, je nachdem man dem Gemisch verschiedene Zeit ließ, bzw. die Zündung ließ um so länger auf sich warten, je niedriger die Temperatur war, z. B. (Wasserstoff in Sauerstoff, 760 mm Hg) bei 575° 10 Sek., bei 625° 0,5 Sek. Was die Druckabhängigkeit betrifft, so scheint es für jedes Gemisch einen Druck zu geben, bei dem es am schwersten zündet, für Wasserstoffgemische etwa 760 mm Hg, für viele kohlenstoffhaltige Gase etwa 200 mm Hg. Es sind Tabellen gegeben für Methan und für Wasserstoff im Gemisch mit Sauerstoff und mit Luft; die Zündungstemperaturen in Abhängigkeit von äußerem Druck und von Zündungsdauer.

H. Brandes.

**Fuseo Ishikawa and Eiichi Shibata.** Thermodynamic studies on zinc iodide and mercurous iodide. Bull. Chem. Soc. Japan 1, 169–172, 1926, Nr. 8. Verff. ermitteln die letzte Lösungswärme von Zinkjodid aus der Gleichung

$$(Q)_T = T \left[ \left( \frac{dE}{dT} \right)_A - \left( \frac{dE}{dT} \right)_B \right] \cdot n \cdot 23\,074$$

durch Messung der Temperaturabhängigkeit der EMK zweier Zellen:



die eine (A) mit festem  $\text{Zn J}_2$  als Bodenkörper, die andere (B) ohne Bodenkörper. Die beiden EMK sind durch die Ausdrücke:

$$\text{Zelle A: } E = 0,524\,29 + 0,000\,133\,6 (t - 25^\circ) - 0,000\,001\,496 (t - 25^\circ)^2,$$

$$\text{Zelle B: } E = 0,524\,15 + 0,000\,242\,7 (t - 25^\circ) - 0,000\,002\,7 (t - 25^\circ)^2$$

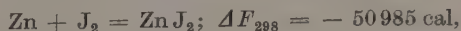
gegeben. Bei 25° ergibt sich  $(Q)_{298^\circ} = -1500 \text{ cal/Mol.}$  Durch Anwendung der Gibbs-Helmholtzschen Gleichung erhält man die Wärmetönung der Reaktion der Kette:  $\text{Zn} + \text{Hg}_2 \text{J}_2 = \text{Zn J}_2 + 2 \text{Hg} + 22\,360 \text{ cal}$ ; nimmt man ferner die Bildungswärme von  $\text{Hg}_2 \text{J}_2$  zu 28 400 cal und die Amalgamierungswärme des Zn zu Null an, so ergibt sich die Bildungswärme des  $\text{Zn J}_2$  zu



Ferner werden die Spannungen der Ketten  $\text{Cd-Amalgam} \mid \text{Cd J}_2 \text{Hg}_2 \text{J}_2 \mid \text{Hg} = E_1$  und  $\text{Cd} \mid \text{Lösung} \mid \text{Cd-Amalgam} = E_2$  gemessen und die Entropieänderung, die der Reaktion  $\text{Hg}_2 \text{J}_2 + \text{Cd} = \text{Cd J}_2 + 2 \text{Hg}$  entspricht, nach der Gleichung

$$\Delta S_{298} = 2F \left[ \left( \frac{dE_1}{dT} \right)_{298} + \left( \frac{dE_2}{dT} \right)_{298} \right] = 5,68 \text{ Einh.}$$

bestimmt. Da die Entropien von Hg, Cd und  $\text{Cd J}_2$  bekannt sind, ergibt sich  $S_{\text{Hg}_2 \text{J}_2} = 56,8$  Entropie-Einheiten, woraus sich mit Hilfe der Entropie des Jods bestimmt, daß die Entropieänderung der Reaktion  $2 \text{Hg} + \text{J}_2 = \text{Hg}_2 \text{J}_2$  — 5,4 Entropie-Einheiten beträgt und weiterhin die freie Energie derselben Reaktion sich zu — 26 790 cal berechnet. Hieraus und aus der EMK der erstgenannten Kette ergibt sich weiterhin für die Reaktion



ein Wert, der sich auch mit Hilfe der Kette  $\text{Zn} \mid \text{Zn J}_2 \text{-Lösung} \mid \text{Ag J} \mid \text{Ag}$  bestätigen läßt ( $\Delta F_{298} = -50\,628$ ).

H. Brandes.

**Arne Tiselius.** Über die Berechnung thermodynamischer Eigenschaften von kolloiden Lösungen aus Messungen mit der Ultrazentrifuge. ZS.f. phys. Chem. **124**, 449–463, 1926, Nr. 5/6. [S. 1011.] *Gyemant.*

**Colin Campbell and H. B. Dixon.** The explosion-wave in cyanogen mixtures, and the specific heats of nitrogen. S.-A. Trans. Faraday Soc. **22**, 307–313, 1926, Oktober. Verff. haben die Geschwindigkeit der Explosionswelle zunächst in dem reinen Gemisch  $C_2N_2 + O_2$ , sodann in demselben Gemisch, mit steigenden Mengen Stickstoff verdünnt, untersucht und aus den gemessenen Geschwindigkeiten die mittleren spezifischen Wärmen der Verbrennungsgase, Stickstoff und Kohlenoxyd, berechnet. Es ist nämlich, wenn  $P, V, T$  die Zustandsdaten, bezogen auf die Masseneinheit, das sind 9,81 kg, vor der Explosion,  $P', V', T'$  dieselben nach der Explosion bezeichnen, ferner

$$\Phi = \frac{P'}{P}; \quad \omega = \frac{V'}{V}; \quad \theta = \frac{T'}{T}$$

sind,  $R^2 = \frac{P \cdot V (\Phi - 1)}{1 - \omega}$ . Verff. berechnen sich nun zunächst die Kurve des

Wertes  $(\Phi + 1)(1 - \omega)$  in Abhängigkeit von  $\omega$  (dessen Werte zunächst angenommen werden). Jedem Kurvenpunkt entspricht nach der Gleichung

$\theta = \frac{m}{n} \cdot \Phi \cdot \omega$  gleichzeitig ein bestimmtes  $T'$  ( $m$  Molzahl vor,  $n$  nach der Explosion.) Derselbe Ausdruck aber läßt sich nach dem Hugoniotischen Gesetz

$$E = P \cdot V \frac{\Phi + 1}{2} (1 - \omega) \text{ und } E = \frac{425 \cdot 9810}{M} \cdot Q \text{ zu } (\Phi + 1)(1 - \omega) = \frac{425 \cdot 9810 \cdot 2}{M \cdot V \cdot P} \cdot Q$$

berechnen, wo  $Q = -h + n \cdot C_v (T' - T)$ . Das angenommene  $\omega$  geht hier in Form von  $T'$  in den Ausdruck für  $(\Phi + 1)(1 - \omega)$  ein. Verff. berechnen nun eine Reihe von Kurven im  $\omega, (\Phi + 1)(1 - \omega)$ -Diagramm und wechseln von Kurve zu Kurve das angenommene  $C_v$ . Eine dieser Kurven berührt eben die zuerst errechnete, das zu dieser Kurve gehörige  $C_v$  ist das richtige, während der Berührungspunkt die Daten für  $T', \Phi$  und  $\omega$  gibt. Die Hauptresultate sind folgende:

Tabelle 1.

Zusammensetzung	Geschwindigkeit der Explosionswelle
	m/sec
$C_2N_2 + O_3$ . . . . .	2700
$2C_2N_2 + 2O_2 + N_2$ . .	2600
$C_2N_2 + O_2 + N_2$ . . . .	2498
$2C_2N_2 + 2O_2 + 3N_2$ . .	2405

Tabelle 2.

Temperatur °C	$C_v$	Temperatur °C	$C_v$
0	4,89	4000	6,40
1000	5,05	5000	7,14
2000	5,35	6000	8,03
3000	5,80		

Die ermittelten spezifischen Wärmen sind zunächst niedriger als die von Pier aus dem Explosionsdruck berechneten, die Kurven schneiden sich bei  $5000^{\circ}$ ; der letzte Wert ( $6000^{\circ}$ ) ist höher (Pier 7,60). *H. Brandes.*

**T. S. Sligh, Jr.** Note on platinum resistance thermometer construction. Journ. Opt. Soc. Amer. 7, 203—204, 1923, Nr. 2. Die Einwände, die Roebuck gegen die Platinwiderstandsthermometer erhebt, treffen nicht die neuen Konstruktionen des Bureau of Standards, sondern die alte Form von Callendar (1891). Für Präzisionsmessungen werden im Bureau of Standard seit vielen Jahren nur noch Thermometer benutzt, deren Draht vollkommen spannungsfrei gelagert ist. *Fr. Hoffmann.*

**G. Ribaud.** Pyromètre et micropyromètre optiques à coins absorbants. Rev. d'Opt. 5, 289—327, 1926, Nr. 8. Das neue Pyrometer ist eine Abart des Férýschen. Das Instrument wird genau beschrieben, dabei sind die Besonderheiten des optischen Teils eingehend behandelt. Für Beobachtung kleiner Flächen läßt sich der Apparat als Mikropyrometer leicht herrichten. Die mit ihm erreichte Genauigkeit wird zu  $1^{\circ}$  bei  $2000^{\circ}\text{C}$  angegeben. Daran schließt sich eine Besprechung über den Gebrauch von Rauchgläsern und die Extrapolation nach hohen Temperaturen. Für die Schaltung der Lampe des Pyrometers werden zwei Wege vorgeschlagen: entweder in Reihe mit einem Normalwiderstand, über den der Spannungsabfall nach der Kompensationsmethode gemessen wird, oder in einer Brücke. Zum Schluß wird auf den Einfluß der äußeren Temperatur und seine Behebung hingewiesen, indem z. B. in der Brückenschaltung der im analogen Zweig liegende Widerstand aus einem Material mit entsprechendem Temperaturkoeffizienten gewählt wird. *H. Ebert.*

**Paul Oberhoffer und Walter Grosse.** Die spezifische Wärme des Eisens. Stahl u. Eisen 47, 576—582, 1927, Nr. 14. Die Abhängigkeit des Wärmeinhalts von der Temperatur im Bereich von 0 bis  $1590^{\circ}$  wurde an Elektrolyteisen ermittelt und in bezug auf dessen Modifikationsfragen besprochen. Aus dem gleichartigen Verlauf der  $Q-t$ -Kurven der ferromagnetischen Körper Nickel, Kobalt und Eisen bis zum Curiepunkt wurde die Schlußfolgerung gezogen, daß der intermolekulare Aufbau einen Einfluß auf den Wärmeinhalt ausübt, der mit der magnetischen Umwandlung in Einklang zu bringen ist. Die  $A_2$ -Umwandlung ist nicht allotroper Natur, sondern verläuft gesetzmäßig von 0 bis  $785^{\circ}$ . Der  $A_2$ -Punkt entspricht dem End- bzw. Anfangspunkt der bei der Erhitzung verschwindenden und bei der Abkühlung wieder zurückkehrenden ferromagnetischen Eigenschaft. Ein Vergleich der eigenen Versuchsergebnisse mit denen von Pionchon und Durrer zeigt, daß diese Untersuchungen keinen grundsätzlichen Unterschied in bezug auf der Verlauf der  $Q-t$ -Linie bis zum  $A_2$ -Punkt aufweisen. Die Wärmeinhaltskurve oberhalb  $1401^{\circ}$  erwies sich als die kontinuierliche Fortsetzung des Teiles zwischen  $785$  und  $906^{\circ}$ , was zugunsten der Gleichheit der Modifikationen in diesen Temperaturgebieten spricht. Der  $A_3$ - und  $A_4$ -Punkt wurde bei  $906$  bzw.  $1401^{\circ}$  ermittelt und die Wärmetönung zu  $6,765$  und  $2,531$  cal/g bestimmt. Die Schmelzwärme ergab sich zu  $64,38$  cal/g und wurde auf  $1528^{\circ}$  berechnet. — Die kalorimetrische Untersuchung eines 4 Proz. Si enthaltenden Werkstoffs (Transformatoreisen) ergab, daß bei diesem Gehalt keine  $A_3$ -Umwandlung feststellbar ist, was mit den Untersuchungen Oberhoffers über die Abschnürung des  $\gamma$ -Gebiets übereinstimmt. Der Wärmeinhalt und die Schmelzwärme werden durch Zusatz von Silicium erniedrigt. Oberhalb  $1100^{\circ}$  übersteigt, infolge der Abwesenheit der  $\gamma$ -Modifikation, der Wärmeinhalt des untersuchten Trans-



formatoreisens denjenigen des reinen Eisens. Die Schmelzwärme wurde in einem Temperaturbereich von 12° zu 62,209 cal/g ermittelt. — Für die mittleren spezifischen Wärmen  $c$  der beiden Eisensorten zwischen 0 und  $t^0$  geben die Verff. folgende Werte an:

Reines Eisen				Transformatoreisen			
$t$ °C	$c$	$t$ °C	$c$	$t$ °C	$c$	$t$ °C	$c$
100	0,1107	906	0,1724	100	0,1080	900	0,1647
200	0,1161	1000	0,1700	200	0,1188	1000	0,1667
300	0,1215	1100	0,1688	300	0,1225	1100	0,1683
400	0,1275	1200	0,1660	400	0,1250	1200	0,1697
500	0,1337	1300	0,1645	500	0,1300	1300	0,1709
600	0,1417	1400	0,1632	600	0,1372	1400	0,1717
700	0,1515	1401	0,1650	700	0,1504	1488	0,2129
750	0,1572	1500	0,1650	730	0,1548	1550	0,2100
780	0,1628	1528	0,2071	750	0,1593	1600	0,2079
800	0,1650	1600	0,2043	800	0,1622		
900	0,1650						

Scheel.

**W. Payman and R. V. Wheeler.** A note on „The uniform movement“ during the propagation of flame. S.-A. Trans. Faraday Soc. **22**, 301 — 306, 1926, Oktober. Wird ein explosives Gasgemenge in einer einseitig geschlossenen, horizontalen Röhre vom offenen Ende aus gezündet, so schreitet die Flamme zunächst gleichmäßig fort, um dann einer ungleichmäßigen, offenbar schon durch stellenweise Stoßzündung beeinflussten Fortpflanzung Platz zu machen. Gegenstand der Untersuchungen ist die erste Periode, von den Verff. kurz als „Uniform movement“ bezeichnet. Hierfür bestätigt sich, daß die Fort-

pflanzungsgeschwindigkeit proportional dem Ausdruck  $\frac{L(T - t)}{c(t - \Theta)}$  ist, wo  $\Theta$  die

Gastemperatur vor der Verbrennung,  $t$  die Zündungstemperatur des Gemisches und  $T$  die Temperatur der Flamme ist, ferner  $L$  die Wärmeleitfähigkeit des unverbrannten und  $c$  die Wärmekapazität der Volumeneinheit des gerade brennenden oder eben verbrannten Gasgemisches. Die Proportionalität zu dem Ausdruck  $L/c$  wird durch Vergleich der Kurve der Inflammationsgeschwindigkeiten von Luft-Methangemischen mit den Kurven derselben Mischungen, die jedoch an Stelle der Luft eine Atmosphäre von 20,9 Proz. O<sub>2</sub> und 79,1 Proz. He bzw. Ar enthalten, verdeutlicht. Die Luft-Methankurve liegt am niedrigsten (Maximum bei 65 cm/sec), da Stickstoff eine beträchtlich größere spezifische Wärme hat als das gleiche Volumen Helium oder Argon. Der Unterschied zwischen den helium- und argonhaltigen Mischungen (Maxima bei 205 bzw. 170 cm/sec) hängt lediglich mit der größeren Wärmeleitfähigkeit des Heliums zusammen, da alle Edelgase die gleiche spezifische Molarwärme haben. Alle Kurven zeigen eine starke Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von dem Konzentrationsverhältnis der Gase, die Kurven zeigen ein Maximum, das bei Gemischen, die lediglich aus an der Reaktion teilnehmenden Gasen bestehen (z. B. Methan und reinem Sauerstoff), beim stöchiometrischen Mischungsverhältnis liegt; enthält einer der Komponenten indifferentere Gase (z. B. Luft), so ist das Maximum zugunsten eines Überschusses des anderen Komponenten verschoben. Die Arbeit enthält ferner Bestätigungen des Gesetzes, daß Gemenge aus mehreren Explosionsgemischen gleicher Flammen-

geschwindigkeit ebenfalls diese Geschwindigkeit aufweisen, vorausgesetzt, daß in dem Gemenge keine neuen Reaktionen stattfinden können, daß also entweder alle ursprünglichen Gemische Sauerstoffüberschuß oder alle Sauerstoffmangel haben müssen. Ebenso bestätigt sich ein Gesetz: Das Produkt der Inflamationsgeschwindigkeit und der zur Entwicklung des Maximaldruckes erforderlichen Zeit bei Zündung desselben Gemisches in einem geschlossenen Gefäß ist für verschiedene Mischungen eine Konstante.

*H. Brandes.*

**Wm. Payman and R. V. Wheeler.** The Supposed Law of Flame Speeds. *Nature* 119, 238, 1927, Nr. 2989. White hat mit Recht darauf hingewiesen (*Nature* 119, 51, 1927), daß Abweichungen vom Gesetz der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zu erwarten sind, wenn eines der brennbaren Gase eines komplexen Gemisches die Verbrennung eines anderen beeinflusst. Die Abweichungen sind jedoch gering und berechenbar. Das von White angeführte Beispiel von Ätherdampf und  $\text{CS}_2$  gehört nicht hierher, da sie kalte Flammen bilden, die andere Gesetze befolgen als die normalen Flammen.

*Güntherschulze.*

**F. H. Norton.** The thermal conductivity of some refractories. *Journ. Amer. Cer. Soc.* 10, 30—52, 1927, Nr. 1. Der Verf. hat kalorimetrische Messungen bei Temperaturen bis zu  $1400^\circ\text{C}$  durchgeführt. Das mit Gas geheizte Kalorimeter (Wasserkalorimeter mit Schutzring) ist sorgfältig ausgebildet. Die Möglichkeit seitlicher Wärmeströmung wurde eigens untersucht; besondere Maßnahmen wurden getroffen, um solche Strömungen zu unterdrücken, jedoch wohl nicht mit vollem Erfolg. Jedenfalls hält der Verf. trotz aller Sorgfalt Fehler von der Größenordnung von  $\pm 25$  Proz. für möglich. Ein Grund dafür dürfte auch die zu kurze Dauer der eigentlichen Beobachtungen sein (zweimal eine halbe Stunde nach etwa 24- bis 36stündiger Anwärmzeit). — Untersucht wurden 12 verschiedene feuerfeste Steine, deren Porosität und Dichte (jedoch mit ganz irrtümlichen oder falsch gedruckten Definitionsgleichungen) angegeben wird; von der Mehrzahl der Steine wird auch die chemische Analyse mitgeteilt. Die Versuche zeigen im allgemeinen Zunahme der Wärmeleitzahl  $\lambda$  mit der Temperatur; nur bei Magnesitstein und Silicium-Carbidstein nimmt  $\lambda$  mit zunehmender Temperatur stark ab. Diese beiden Steine haben auch bei den weniger hohen Temperaturen besonders hohe Wärmeleitzahlen [der erstere z. B. bei  $200^\circ\text{C}$   $\lambda = 0,014$  (CGS-Einheiten), der letztere bei  $600^\circ\text{C}$   $\lambda = 0,044$  und bei  $1400^\circ\text{C}$  noch  $\lambda = 0,026$ ]; im übrigen liegen die Werte bei  $200^\circ\text{C}$  zwischen 0,0011 und 0,0062, bei  $1400^\circ\text{C}$  zwischen 0,0024 und 0,0105. Für einen Zirkonstein erhielt der Verf. bei  $200^\circ\text{C}$   $\lambda = 0,0035$ , bei  $1400^\circ\text{C}$   $\lambda = 0,0049$ , also keineswegs besonders geringe Werte, wie manchmal früher beobachtet. Eine Kaolinsteinart wurde bei drei verschiedenen Porositäten (zwischen 11 und 49 Proz.) untersucht; dabei stieg  $\lambda$  durchweg zwischen 200 und  $1400^\circ\text{C}$  auf ungefähr das Doppelte, und zwar sowohl bei 200 als bei  $1400^\circ\text{C}$ . Norton schließt daraus, daß unterhalb  $1500^\circ\text{C}$  der Wärmeübergang durch innere Strahlung nicht bedeutend sei, obwohl er nicht erkennt, „daß auch Größe und Gestalt der Poren wichtige Faktoren sind“. Den Schluß des Aufsatzes bildet eine sehr umfangreiche Bibliographie. *Max Jakob.*

**J. D. Cockcroft.** The temperature distribution in a transformer or other laminated core of rectangular cross section in which heat is generated at a uniform rate. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 22, 759—772, 1925, Nr. 5. Der Verf. behandelt rechnerisch die Temperaturverteilung in einem unendlich langen Transformatorenblechbündel von rechteckigem Querschnitt mit gleichförmig verteilten Wärmequellen (Wärmeerzeugung durch Wirbel-

ströme), und zwar 1. für überall gleiche Temperatur des Öles, in dem das Bündel liegen soll, 2. für verschiedene Öltemperaturen an den vier Außenflächen, 3. mit Berücksichtigung von zum Querschnitt des Bündels senkrecht stehenden Spalten, in denen Öl zirkuliert, 4. für eine Wärmeübergangszahl, die von der Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Öl nicht ganz unabhängig ist. — Das Problem ist fast vollkommen identisch mit dem der Temperaturverteilung in einer elektrischen Spule von verschiedener Wärmeleitfähigkeit in zwei Richtungen, nur daß beim Blechbündel der Unterschied in der Wärmeleitfähigkeit viel größer ist. Für die elektrische Spule hat die Punkte 1 bis 4 bereits K. Humburg behandelt (Elektrot. u. Maschinenb. **27**, 677, 696, 1909). Dem Verf. scheint diese Arbeit, die den größten Teil der seinigen vorwegnimmt, nicht bekannt gewesen zu sein.

Max Jakob.

**Richard Rudy.** Electrical and thermal conductivity and periodic system of elements. Journ. Frankl. Inst. **203**, 459—460, 1927, Nr. 3. [S. 1019.]

Güntherschulze.

**G. Gehlhoff.** Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. ZS. f. techn. Phys. **8**, 79, 1927, Nr. 2. [S. 996.]

H. Ebert.

**E. W. Cheney.** Measurement of index of refraction of gases at higher temperatures. Phys. Rev. (2) **29**, 292—298, 1927, Nr. 2. [S. 1071.]

Scheel.

**F. W. Stevens.** The rate of flame propagation in gaseous explosive reactions. Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 1896—1906, 1926, Nr. 7. Mit dem explosiven Gasmisch (wechselnde Mengen Kohlenoxyd und Sauerstoff, die mit Wasserdampf gesättigt waren) wurden Seifenblasen gefüllt, in deren Mittelpunkt die Zündung auf elektrischem Wege erfolgte. Diese Anordnung funktioniert wie eine Explosionsbombe mit konstantem Druck, bei welcher, da sie durchsichtig ist, mittels einer rotierenden Trommel eine genaue photographische Aufzeichnung der zeitlichen Änderung des Volumens möglich ist. Man kennt dann das anfängliche Volumen der wirksamen Bestandteile des explosiven Gasmisches sowie das Volumen der bei Beendigung der Verbrennung im Gleichgewicht befindlichen Verbrennungsprodukte, welches der Reaktionskonstante

$$K = [A]^{n_1} \cdot [B]^{n_2} \cdot [C]^{n_3} / [A']^{n'_1} \cdot [B']^{n'_2} \cdot [C']^{n'_3}$$

entspricht. Es wurde festgestellt, daß unter den Versuchsbedingungen die Flammengeschwindigkeit  $s$  während der Reaktion konstant bleibt, und daß ihre Größe dem Produkt aus den Anfangskonzentrationen proportional, d. h. daß  $s = k_1 [A]^{n_1} \cdot [B]^{n_2} \cdot [C]^{n_3}$  ist.

Böttger.

**W. Albert Noyes, Jr. and Delbert E. Wobbe.** The vapor pressure of anhydrous oxalic acid. Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 1882—1887, 1926, Nr. 7. Der Dampfdruck der festen entwässerten Oxalsäure, der zwischen 60 und 105°

bestimmt wurde, läßt sich durch die Formel:  $\log p = -\frac{4726,9499}{T} + 12,22292$  ausdrücken. Die spezifischen Wärmen vom Dampf und festen Körper weichen vermutlich nur wenig voneinander ab. Die Sublimationswärme beträgt 21,650 cal pro Mol.

Kauffmann.

**R. Whythlaw Gray and H. Whitaker.** A new Method of determining the vapour pressures of aqueous solutions. Leeds Phil. and Lit. Soc., Nov. 2, 1926. Nature **119**, 35, 1927, Nr. 2983. Verff. geben eine neue Methode zur Be-



stimmung der Dampfdrucke wässriger Lösungen. Sie besteht darin, daß ein Tröpfchen der Lösung an einer Mikrowage mit einer feinen Quarzspirale aufgehängt und sein Gewicht gemessen wird, wenn es in Gleichgewicht mit einer Lösung bekannten Dampfdruckes gekommen ist, die in dem Wagengehäuse steht. Vorversuche zeigten, daß die Methode genaue Ergebnisse liefert.

*Güntherschulze.*

**T. T. H. Verschoyle.** Isotherms of Hydrogen, of Nitrogen, and of Hydrogen-Nitrogen Mixtures, at 0° and 20° C, up to a Pressure of 200 Atmospheres. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 552–576, 1926, Nr. 759. Es werden Messungen der Isothermen von H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und von drei H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-Gemischen (25,50 und 75 Proz. H<sub>2</sub>) bei 0 und 20° C bis zu Drucken von 200 Atm. mitgeteilt. Die Versuchsanordnung ist im Prinzip dieselbe, wie sie im Leidener Laboratorium angewendet wird. Das Piezometergefäß wurde jedoch ganz aus Stahl hergestellt und der Quecksilberstand in demselben durch den Widerstand eines feinen Pt-Drahtes bestimmt. Der Druck wurde mittels einer in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Druckwage gemessen. Die erreichte Genauigkeit ist  $\frac{1}{1000}$ . Die gemessenen  $p v$ -Werte werden durch die Formel  $p v_A = A + B p + C p^2$  dargestellt, wo  $p$  in Atmosphären gemessen und  $p v = 1$  bei 0° und 1 Atm. Druck ist.

Gas	A	B · 10 <sup>-3</sup>	C · 10 <sup>-6</sup>
H <sub>2</sub> . . . . .	0,999 37	+ 0,6263	0,168
75 Proz. H <sub>2</sub> — 25 Proz. N <sub>2</sub> . . . . .	0,999 48	+ 0,5229	0,516
50 „ H <sub>2</sub> — 50 „ N <sub>2</sub> . . . . .	0,999 69	+ 0,3067	1,147
25 „ H <sub>2</sub> — 75 „ N <sub>2</sub> . . . . .	1,000 01	— 0,0140	1,993
N <sub>2</sub> . . . . .	1,000 49	— 0,4961	3,334
H <sub>2</sub> . . . . .	1,072 57	+ 0,6505	0,069
75 Proz. H <sub>2</sub> — 25 Proz. N <sub>2</sub> . . . . .	1,072 69	+ 0,5658	0,448
50 „ H <sub>2</sub> — 50 „ N <sub>2</sub> . . . . .	1,072 91	+ 0,3979	0,933
25 „ H <sub>2</sub> — 75 „ N <sub>2</sub> . . . . .	1,073 27	+ 0,1225	1,685
N <sub>2</sub> . . . . .	1,073 70	— 0,2798	2,800

Die  $p v$ -Werte von H<sub>2</sub> stimmen mit den früher von Schalkwijk, K. Onnes und Brack und Holborn gemessenen gut überein, ebenso die  $p v$ -Werte von N<sub>2</sub> mit den von K. Onnes und van Urk einerseits und Holborn und Otto andererseits gemessenen, während die Messungen von Smith und Taylor erhebliche Abweichungen ergeben. Die Isothermenmessungen der Gasgemische führen zu dem Ergebnis, daß die  $p v$ -Werte von gemischten Gasen keine linearen Funktionen der Bestandteile sind, wie man aus den für Luft gemessenen Isothermen folgern konnte, zumindestens nicht, wenn die kritischen Temperaturen der Komponenten weit auseinanderliegen. Bei den H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-Gemischen hat eine kleine Beimischung von Stickstoff relativ geringen Einfluß auf die  $p v$ -Werte, während ein kleiner Anteil des Wasserstoffs am Stickstoff einen verhältnismäßig großen Effekt veranlaßt.

*Otto.*

**S. F. Pickering.** A review of the literature relating to the critical constants of various gases. Scient. Pap. Bureau of Stand. 21, 597–629, 1926, Nr. 541. Verf. hat sich bemüht, sämtliche verfügbaren Daten über die kritische Temperatur, den kritischen Druck und das kritische Volumen von 32 häufigeren Gasen zusammenzustellen und aus ihnen die besten Werte abzuleiten. Diese Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Gas	Kritische Temperatur $T_c$		Kritischer Druck $P_c$ Atm.	Kritische Dichte $d_c$ g/ccm	Molekular- gewicht <sup>2)</sup> $M$	$R T_c d_c$ $M P_c$
	°C	° abs. 1)				
Acetylen . . . . .	36	309	62	0,231	26,016	3,63
Luft . . . . .	— 140,7	132,4	37,2	{ 0,35 <sup>3)</sup> 0,31 <sup>4)</sup> }	—	—
Allylen . . . . .	128	401	—	—	—	—
Ammoniak . . . . .	132,4	405,5	111,5	0,235	17,032	4,12
Argon . . . . .	— 122	151	48	0,531	39,91	3,44
Isobutan . . . . .	134	407	37	—	—	—
Normalbutan . . . . .	153	426	36	—	—	—
Kohlensäure . . . . .	31,1	304,2	73,0	0,460	44,000	3,575
Kohlenoxyd . . . . .	— 139	134	35	0,311	28,000	3,49
Chlor . . . . .	144,0	417,1	76,1	0,573	70,914	3,635
Cyanogen . . . . .	128	401	59	—	—	—
Äthan . . . . .	32,1	305,2	48,8	0,21?	30,048	3,6
Äthylchlorid . . . . .	187,2	460,3	52	0,33?	64,497	3,7
Äthylen . . . . .	9,7	282,8	50,9	0,22	28,032	3,6
Helium . . . . .	— 267,9	5,2	2,26	0,0693	4,00	3,28
Wasserstoff . . . . .	— 239,9	33,2	12,8	0,0310	2,016	3,27
Bromwasserstoff . . . . .	90	363	84	—	—	—
Chlorwasserstoff . . . . .	51,4	324,5	81,6	0,42	36,465	3,79
Jodwasserstoff . . . . .	151	424	82	—	—	—
Schwefelwasserstoff . . . . .	100,4	373,5	88,9	—	—	—
Krypton . . . . .	— 63?	210?	54?	0,78?	82,9	3,00
Methan . . . . .	— 82,5	190,6	45,8	0,162	16,032	3,45
Methylchlorid . . . . .	143,1	416,2	65,8	0,37?	50,481	3,8
Neon . . . . .	— 228,7	44,4	25,9	0,484	20,2	3,37
Stickoxyd . . . . .	— 94?	179?	65?	0,52?	30,008	3,9
Stickstoff . . . . .	— 147,1	126,0	33,5	0,3110	28,016	3,43
Stickoxydul . . . . .	36,5	309,6	71,7	0,45?	44,016	3,62
Sauerstoff . . . . .	— 118,8	154,3	49,7	0,430	32,000	3,424
Phosgen . . . . .	182	455	56	0,52	98,914	3,51
Propan . . . . .	95,6	368,7	43	—	—	—
Propylen . . . . .	92,3	365,4	45,0	—	—	—
Schwefeldioxyd . . . . .	157,2	430,3	77,7	0,52?	64,064	3,69
Xenon . . . . .	16,6	289,7	58,2	1,155	130,2	3,624

1) Der absolute Nullpunkt ist zu  $-273,10^\circ\text{C}$  angenommen. — 2) Nach den internationalen Gewichtstabellen von 1925. — 3) Oberer Grenzpunkt, siehe Kuenen, Comm. Leiden Nr. 4, 1892. — 4) Unterer Grenzpunkt, siehe Kuenen, ebenda.

Die mit einem Fragezeichen versehenen Zahlen sind unsicher. *Güntherschulze.*

**Frank E. E. Germann and Ralph N. Traxler.** Preparation and melting prints of pure di- and tri-iodide of phosphorus. Journ. Amer. Chem. Soc. 49, 307—312, 1927, Nr. 2. Der Schmelzpunkt der Kristalle von Phosphor-trijodid, die auf zweifache Weise dargestellt waren: durch Einwirkung von

rotem Phosphor auf die Lösung von Jod in schwefelfreiem Schwefelkohlenstoff und durch die Einwirkung der Lösungen von Jod und von farblosem Phosphor in gereinigtem Schwefelkohlenstoff, liegt bei 61,0°. Die Kristalle vom Phosphordijodid, welches durch Einwirkung der Lösungen von Jod und von farblosem Phosphor in gereinigtem Schwefelkohlenstoff gewonnen wurde, schmelzen bei 124,5°, also 14,5° oberhalb des gewöhnlich angenommenen Schmelzpunktes (110°). Dieser niedrigere Schmelzpunkt wird vermutlich durch die Gegenwart einer Verbindung zwischen Phosphor, Jod und Schwefel (wahrscheinlich  $P_4S_3J_2$ ) hervorgerufen, die sich immer bildet, wenn der als Lösungsmittel für Jod und Phosphor dienende Schwefelkohlenstoff schwefelhaltig ist. *Böttger.*

**Shiro Yamamura.** Freezing curves of the systems benzene—ether and benzene—acetone. Bull. Chem. Soc. Japan 1, 183—184, 1926, Nr. 9. Die Schmelzkurven von Benzol—Äthyläther und Benzol—Aceton zeigen die normale Form, die Eutektika liegen bei 94,9 Proc. Äther und — 126,5° C bzw. bei 93 Proz. Aceton und — 88° C. *H. Brandes.*

**A. Smits.** Allotropy. Nature 118, 916—920, 1926, Nr. 2982. Verf. bespricht zunächst die altbekannten Verhältnisse der Allotropie — Monotropie und Enantiotropie — und die sich daraus ergebenden Verhältnisse der Schmelz-, Siede- und Umwandlungspunkte. Sodann berichtet er, daß verschiedene Stoffe, z. B. Benzol, Hexan, Schwefeltrioxyd, Phosphorpentoxyd, Stickstofftetroxyd, roter Phosphor und andere sich nach radikaler Trocknung als Gemische verhalten und sich nach den üblichen Methoden — z. B. fraktionierte Destillation — in höher und niedriger siedende Anteile zerlegen lassen. Diese Anteile zeigen auch in ihrem übrigen physikalischen Verhalten deutliche Unterschiede, insbesondere bezüglich der verschiedenen Übergangspunkte. Dies Verhalten wird so erklärt, daß man es bei den sogenannten „reinen Stoffen“ mit einem Gemisch von verschiedenen Tautomeren, auch Polymeren, zu tun hat, deren gegenseitige Gleichgewichtseinstellung durch die Gegenwart von Spuren Wasser katalysiert wird. Entfernt man dieses Wasser durch scharfe Trocknung, so bleibt die Gleichgewichtseinstellung gegenüber der Geschwindigkeit der Destillation zurück und das Gemisch läßt sich in der üblichen Weise trennen. *H. Brandes.*

**A. Simon.** Über einen neuen, einfachen, automatischen Kryostaten. (Mitbearbeitet von O. Fischer, R. Glauner und L. Ehling.) Chem. Ber. 60, 568—576, 1927, Nr. 2. Verff. haben einen einfachen Kryostaten konstruiert, welcher geeignet ist, tiefe Temperaturen von 0 bis etwa — 200° beliebig einzustellen, zu steigern oder zu senken und die Temperatur beliebig lange konstant zu halten. Das Prinzip des Apparats ist das Sieden von Flüssigkeiten unter vermindertem bzw. erhöhtem Drucke. Die Druckänderung kann durch irgend eine Pumpe durchgeführt werden; die Schwankungen eliminiert ein besonders konstruiertes Steigrohr. Nach genauer Beschreibung der Apparatur zeigen Verff. durch Tensionskurven, daß als Siedeflüssigkeiten z. B. Äther, am besten im Intervall von + 20 bis — 30°, Ammoniak bis — 70°, Chlormethyl bis — 90° anwendbar ist. Um die Wirtschaftlichkeit des Apparats zu erhöhen, wird auch die Möglichkeit der Wiedergewinnung der Siedeflüssigkeiten beschrieben. *St. Handel.*

**Enoch Karrer.** A thermoscope for liquid-air baths. Journ. Frankl. Inst. 202, 809—810, 1926, Nr. 6. Der Apparat besteht aus einem U-Rohr in Verbindung mit einem mit Holzkohle gefüllten Glasgefäß. In dem U-Rohr befindet sich Quecksilber, im übrigen Raume des Gefäßes Ar. Bei gewöhnlicher Temperatur



drückt das Ar das Quecksilber im äußeren evakuierten Schenkel bis zum Anschlagen in die Höhe. Wird der Behälter mit Holzkohle auf tiefere Temperatur gebracht, so nimmt der Ar-Druck, je nach der Temperaturerniedrigung durch die Holzkohlenabsorption, ab und das Quecksilber nähert sich gleichem Stande in beiden Schenkeln. Durch Wahl von Gasart, Gasmenge und Holzkohlenmenge läßt sich die größte Empfindlichkeit des Instruments in beliebige Temperaturbereiche legen. Das Thermoskop läßt sich durch sorgfältige Konstruktion auch in ein Thermometer sowie in einen Reguliermechanismus verwandeln, wenn Heizkontakte in das U-Rohr eingeschmolzen werden.

*Güntherschulze*

**D. J. Me Swiney.** Some observations on heat transfer in furnaces. Journ. Amer. Cer. Soc. 10, 1—5, 1927, Nr. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß nicht nur die Temperatur, sondern auch die Wärmekapazität einer Flamme von großer Bedeutung für den Wärmeübergang in Schmelzöfen ist. Das Bestreichen des Heizgutes mit der Flamme ist sehr wichtig, weil durch die Berührung viel Wärme abgegeben wird. Daß die Strahlung nichtleuchtender Gase beträchtlich sei, wird bestritten; ein Strahlungs-pyrometer, das durch einen langen, mit nichtleuchtenden Gasen erfüllten Ofen bestrahlt wurde, habe nämlich nur eine sehr kleine Strahlung der Gase ergeben. Ferner wird angegeben, daß die Strahlung einer Kohlenoxydflamme  $2\frac{1}{2}$  mal so groß sei als die einer Wasserstoffflamme. Endlich wird betont, daß eine gute Zirkulation der Flammen im Ofen den Wärmeübergang sehr verbessert; es ist also wichtig, starke Turbulenz im Feuerungsraum hervorzurufen.

*Max Jakob*

**V. Polak.** Versuche zur Feststellung von Strahlungsgrößen in Siemens-Martin-Öfen. ZS. f. techn. Phys. 8, 71—74, 1927, Nr. 2. Es wird über Versuche an einem 60 t Eisen fassenden Siemens-Martin-Ofen berichtet. Die Strahlung wurde mit einem von Prof. Schmidt, Danzig, entworfenen Apparat (Parabolspiegel mit Thermosäule, wassergekühlt) gemessen, und zwar vor der letzten Tür des Ofens. Wurde diese und die ihr gegenüberliegende Tür hochgezogen, so erhielt das Instrument reine Gasstrahlung; schloß man die zweite Tür, so strahlte auch diese auf die Thermosäule; aus beiden Messungen kann man die Strahlung der Türwand errechnen. Um die von Schack aufgestellten Rechenregeln zur Bestimmung der Gasstrahlung eines Gasraumes kontrollieren zu können, waren die Zusammensetzung und die Temperatur der Gase zu messen. Erstere Messung gelang durch Absaugen von Gasproben mit großer Geschwindigkeit und ihrer Abkühlung, um Nachverbrennung zu vermeiden. — Die Versuchsergebnisse zeigen den Anteil der Gasstrahlung und den Einfluß der Temperaturschwankungen im Ofen. Im Laufe einer Arbeitswoche nimmt die Strahlung um über 50 Proz. zu; der Siemens-Martin-Ofen ist also ein träger Energiespeicher und die Schmelzdauer hängt sehr von dem jeweiligen Zustand ab. Beim Einschmelzen steigt (nach einer gewissen Vorperiode) die Gasstrahlung; schließlich werden auch Schlacken- und Metalloxyddämpfe entwickelt, die ebenfalls sehr beträchtliche Wärmemengen durch Strahlung abgeben. Auch die Untersuchung des Temperaturfeldes im Oberofen wurde in Angriff genommen.

*Max Jakob*

**Irving Langmuir.** Flames of atomic hydrogen. Science (N. S.) 62, 46—464, 1925, Nr. 1612. [S. 1051.]

*Güntherschulze*



